Charakterisierung interner optischer Verluste von Leuchtdioden im InGaN-Materialsystem mit Hilfe integrierter Wellenleiter





Charakterisierung interner optischer Verluste von Leuchtdioden im InGaN-Materialsystem mit Hilfe integrierter Wellenleiter



Dissertation

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

> von Dipl.-Ing. Sven-Silvius Emil Schad aus Friedrichshafen

1. Gutachter:	Prof. Dr. P. Unger
2. Gutachter:	Prof. Dr. D. Hofstetter
Amtierender Dekan:	Prof. DrIng. HJ. Pfleiderer
Eingereicht am:	17. November 2004
Datum der Promotion:	28. Januar 2005

2004

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, 2005 Zugl.: Ulm, Univ., Diss., 2004 ISBN 3-86537-368-2

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2005 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, 2005 Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-368-2

Meiner lieben Frau Petra gewidmet

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter der Abteilung Optoelektronik der Universität Ulm. An dieser Stelle möchte ich all denen meinen Dank aussprechen, die mich bei der Durchführung der Arbeit unterstützt haben. Mein besonderer Dank gilt dabei Herrn Prof. Dr. Peter Unger, der diese Arbeit betreut hat und Herrn Prof. Dr. Daniel Hofstetter, der durch zahlreiche, fruchtbare Diskussionen wesentliche Beiträge zu meinen Veröffentlichungen lieferte und das Zweitgutachten übernahm. Ich danke auch Herrn Prof. Dr. Ferdinand Scholz, der die experimentellen Untersuchungen an Institutsmaterial ermöglichte und beratende Unterstützung bot.

Ich danke Herrn Dr.-Ing. Jürgen Mähnß und Herrn Dipl.-Ing. Philipp Gerlach für die Durchsicht und Diskussion der theoretischen Kapitel, Herrn Dipl.-Ing. Steffen Lorch und Dipl.-Phys. Manfred Mundbrod für die Vorschläge und Anregungen zu den Grundlagenund experimentellen Kapiteln und nicht zuletzt Frau Dipl.-Ing. Barabara Neubert für die vielen Proben, die sie meiner Zeit am Institut prozessierte. Herrn Dipl.-Ing. Chrisoph Eichler danke ich für die gemeinsame Zeit in Büro und Labor, die einige Publikationen hervorbrachte.

Inhaltsverzeichnis

1	Einl	leitung		1
2	Mat	terialsys	stem AlGaInN	5
	2.1	Eigens	schaften und Wachstum von GaN	5
	2.2	Quant	enfilme auf InGaN/GaN-Basis	10
	2.3	Herste	llungsschritte	13
	2.4	Wirku	ngsgrade und Absorption	15
3	Kon	zepte z	ur Erhöhung der Auskoppeleffizienz	20
	3.1	Konve	ntionelle Leuchtdioden	20
	3.2	Ansätz	ze zur Erhöhung der Auskoppeleffizienz	24
		3.2.1	Transparente Kontakte	24
		3.2.2	Auskopplung an Streuzentren	25
		3.2.3	Zirkulare Chipgeometrien	27
		3.2.4	Flip-Chip Aufbautechnik	29
		3.2.5	Strukturierung des Substrats	30
4	Mes	sverfah	ren zur Bestimmung der Absorptionsverluste	34
	4.1	Integri	iertes Wellenleiterexperiment	36
		4.1.1	Gestaltung des integrierten Wellenleiterexperiments	38
		4.1.2	Eigenschaften der aktiven Elemente	39
		4.1.3	Spektrales Verhalten	42
		4.1.4	Klassifizierung möglicher Rückreflexionen vom Substrat	44
	4.2	Photot	hermische Deflektionsspektroskopie	45
		4.2.1	Experimenteller Aufbau	46
		4.2.2	Ausbildung des Brechungsindexprofils und Detektion	48

5	The	orie zur	n Wellenleiter	53
	5.1	Weller	eleiterdispersion und Strahlungsmoden	55
	5.2	Model	lierung von Oberflächenstreuung	57
	5.3	Weller	nausbreitung bei inhomogener Absorptionsverteilung	60
		5.3.1	Modell für die Absorptionsverteilung	60
6	The	orie zur	Berechnung der modalen Anregung	68
	6.1	Zur Lö	isung der Helmholtzgleichung in Zylinderkoordinaten	69
	6.2	Model	lierung spontaner Emissionsprozesse	71
		6.2.1	Dipol entlang der z-Achse	72
		6.2.2	Zur inhomogenen Wellengleichung	73
		6.2.3	Abstrahlcharakteristiken	76
		6.2.4	Dipole in dielektrischen Schichten	78
	6.3	Anreg	ung geführter Moden	80
7	Exp	eriment	telle Ergebnisse zur Absorption	85
	7.1	Weller	leiterexperiment	85
		7.1.1	Abhängigkeiten von der Emissionswellenlänge	86
		7.1.2	Referenzmessung mit Hilfe der Photothermischen Deflektions-	
			spektroskopie	89
		7.1.3	GaN-Einzelschichten auf Saphir	90
		7.1.4	Auswertung der Intensitätsverteilung	93
		7.1.5	Auswertung der modalen Anregung	97
	7.2	Zur Ve turen	erallgemeinerung der Ergebnisse Saphir-Substrat basierender Struk-	100
	7.3	Optisc	he Eigenschaften von GaN-Schichten auf Siliziumkarbid-Substrat	104
		7.3.1	Transmission SiC-6H basierender Proben	105
		7.3.2	Transmission SiC-4H basierender Proben	112
		7.3.3	Photothermische Deflektionsspektroskopie der SiC-Proben	115

	7.4 Bauelement bezogene Ergebnisse				
		7.4.1	Absorptionsverhalten bei AlN oder GaN Nukleation	117	
		7.4.2	Zum Nachweis der absorbierenden Schicht anhand der Ausgangs- leistung	118	
		7.4.3	Leistung im substratseitigen Auskoppelkegel	120	
8	Zusa	mmenf	assung	126	
An	hang			Ι	
An	hang A	Transfe	ermatrixmethode	I I	
An	hang A B	Transfe Prozess	ermatrixmethode	I I IX	
An	hang A B Vortr	Transfe Prozess äge	ermatrixmethode	I I IX XVII	
An	hang A B Vortr Vorv	Transfe Prozess äge eröffent	ermatrixmethode	I IX XVII XIX	

Kapitel 1

Einleitung

Lichtemittierende Halbleiterdioden zeichnen sich durch hohe Energieeffizienz, lange Lebensdauer und mechanische Robustheit aus. Heutzutage werden sie auf Grund ihrer besonderen Eigenschaften in einer Vielzahl von Applikationen eingesetzt, wie z.B. in Ampelanlagen, in großflächigen Vollfarbdisplays oder Taschenlampen. Darüber hinaus bestehen verschiedene Applikationen im Automobilbau, wie z.B. beim Brems- und beim Taglicht oder der Einsatz als Innenraumbeleuchtung, sowie in Desinfektionssystemen zur Wasseraufbereitung. Die Möglichkeit, Luft durch ultraviolett emittierende LEDs zu ionisieren, eröffnet auch den Einsatz in Raumluftaufbereitern. Die Vielzahl der möglichen Anwendungsfelder machen Leuchtdioden nicht zuletzt wegen ihrer hohen Effizienz und Lichtausbeute, die heute den klassischen Beleuchtungsmitteln wie der Glühbirne nicht mehr nachstehen, zu einer Schlüsselkomponente für Beleuchtungsanwendungen. Grundlage der im grünen bis hin zum ultravioletten Spektralbereich emittierenden LEDs ist das Materialsystem Aluminium-Indium-Gallium-Nitrid (AlInGaN). Leuchtdioden, die auf diesem Materialsystem basieren, schafften Mitte der neunziger Jahre den Sprung zur Kommerzialisierung. Die Synthese von Galliumnitrid (GaN) gelang aber schon wesentlich früher, erstmals im Jahre 1932 durch eine Reaktion von metallischem Gallium mit Ammoniakgas bei Temperaturen von 900-1000 °C [1]. Es folgten Arbeiten über Dotierversuche und Charakterisierung optischer Eigenschaften von GaN [2, 3]. 1969 gelang erstmals die Abscheidung von GaN auf Saphir durch Maruska [4]. Für Bauelemente war das Material GaN jedoch für lange Zeit uninteressant, weil es nicht gelang, p-dotiertes GaN herzustellen. GaN kann nicht als hinreichend großer Volumenkristall gezüchtet werden, daher findet auch heute die Epitaxie vorwiegend auf Fremdsubstrat statt. Die großen Aktivierungsenergien der wenigen möglichen Akzeptoren wie Zink mit 0.34 eV und Magnesium mit 0.16-0.18 eV führen dazu, dass bei Raumtemperatur nur ein geringer Teil der Akzeptoren zur p-Ladungsträgerkonzentration beitragen. Darüber hinaus sind Kristalldefekte wie Fehlstellen und Verunreinigungen meistens donatorartig. Diese Tatsachen verhinderten anfangs die Herstellung gut leitender p-Schichten, welche zur Realisierung von Leuchtdiodenstrukturen benötigt werden. Auch die Schichtqualität selbst war zunächst sehr unbefriedigend. Dies änderte sich erst durch die Einführung einer Niedertemperatur-Nukleationsschicht, die von Amano im Jahre 1986 vorgeschlagen wurde [5]. 1989 entdeckte die selbe Gruppe um Akasaki, dass sich die p-Leitfähigkeit durch Beschuss mit niederenergetischen Elektronen (LEE- BI, low electron energy beam irradiation) wesentlich verbessern lässt [6]. Nakamura konnte im Jahre 1991 die Aktivierung des passivierten Mg-Akzeptors durch thermisches Behandeln von GaN in einer Stickstoffatmosphäre bei Temperaturen von 700-900 °C erzielen [7]. Dadurch war es möglich, die ersten qualitativ hochwertigen pn-Dioden in Galliumnitrid zu realisieren [8]. Systematisch wurden danach die ternären Verbindungshalbleiter Al_xGa_{1-x}N und In_xGa_{1-x}N untersucht. Weitere Verbesserungen des Wirkungsgrads wurden durch den Einsatz von Heterobarrieren möglich, mit deren Hilfe der Ladungsträgereinschluss innerhalb der aktiven Zone verbessert werden konnte. Werden als aktive Zone In_xGa_{1-x}N-Schichten eingesetzt, kann die Emissionswellenlänge von Ultraviolett (UV) bis fast in den roten Spektralbereich verschoben werden. Dabei muss allerdings bemerkt werden, dass das Wachstum von Schichten mit hohem Indium-Gehalt sehr schwierig ist, da In_xGa_{1-x}N Phasenseparationseffekte mit zunehmendem Indium-Gehalt x zeigt. Hocheffiziente Leuchtdioden bleiben daher zur Zeit auf den Spektralbereich von UV bis grün beschränkt. Wurden die Fortschritte zunächst durch die epitaktische Optimierung vorangetrieben, so steht derzeit die Effizienzerhöhung durch Verbesserung der Lichtextraktion und des Packaging im Vordergrund [9,10]. Spektral breitbandiges weißes Licht wird durch Konversion von ultraviolettem Licht mit Hilfe von Phosphoren erreicht. Die Verfügbarkeit von hocheffizienten UV-emittierenden Leuchtdioden ist dabei eine wesentliche Voraussetzung, damit sich Beleuchtungselemente auf Halbleiterbasis gegenüber konkurrierenden Technologien durchsetzen können. Auf Grund der Nähe der Emissionswellenlänge zur Bandkante von GaN können interne optische Verluste den Wirkungsgrad signifikant beeinträchtigen. Die Umsetzung von Auskoppelkonzepten und die Reduktion der optischen Verluste stellen Möglichkeiten dar, eine weitere Effizienzsteigerung zu erreichen. Klassische Ansätze zur Erhöhung der Auskoppeleffizienz, die auf Modifikation der Chip-Geometrie basieren, können auf Grund der chemischen Eigenschaften von GaN meist nicht angewandt werden. Deswegen werden heute oft nur einfache Geometrien realisiert. Die Effizienz dieser Bauelemente hängt jedoch in besonderem Maße von den Absorptionsverlusten ab, so dass ein Bedarf nach Messverfahren zur Absorptionscharakterisierung und Methoden zur Reduktion der internen Verluste besteht.

Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der in GaN-basierenden Leuchtdiodenstrukturen auftretenden intrinsischen Halbleiterabsorption. Die Betrachtung erfolgt dabei aus Sicht des Bauelements und dessen Optimierung, um mögliche Mechanismen zu identifizieren, die optische Verluste zur Folge haben. Hierfür wird ein integriertes optisches Wellenleiterexperiment vorgestellt, das einen experimentellen Zugang zur geführten optischen Leistung ermöglicht. Der gefundene Zusammenhang zwischen Intensität und Ort lässt sich dabei nicht durch das klassische Absorptionsgesetz beschreiben; somit kommt dem Verständnis der Lichtausbreitung in Leuchtdiodenstrukturen eine zentrale Bedeutung zu. Verschiedene Modelle werden vorgeschlagen und anhand begleitender Messverfahren vervollständigt. Dies ermöglicht erstmals eine Identifikation und Quantifizierung der auftretenden Verlustprozesse, die für die Leuchtdiodenstruktur auf Saphir oder Siliziumkarbid relevant sind. Darüber hinaus werden Möglichkeiten skizziert, den aufgezeigten Verlustmechanismus zu beeinflussen, um damit eine Effizienzsteigerung zu erzielen.

In Kapitel 2 wird zunächst das Materialsystem vorgestellt und auf die physikalischen Eigenschaften, die im Rahmen dieser Arbeit von Bedeutung sind, eingegangen. Der Aufbau InGaN-basierender Leuchtdioden und deren wichtigste Kenngrößen werden dargestellt. Kapitel 3 gibt einen Überblick über die heute etablierten Möglichkeiten, den Wirkungsgrad durch Modifikation der Chipgeometrie zu erhöhen. Es werden exemplarisch einige der bei anderen Materialsystemen zur Anwendung kommenden Verfahren vorgestellt und ihre Anwendbarkeit auf das nitridische Materialsystem diskutiert. Kapitel 4 widmet sich verschiedenen Messverfahren, mit deren Hilfe optische Verluste charakterisiert werden können. Hierbei wird auf die Photothermische Deflektionsspektroskopie eingegangen und deren grundlegende Funktionsweise erläutert. Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt allerdings auf einem optischen Wellenleiterexperiment, welches einen fundamentalen Baustein dieser Arbeit bildet. Dieses Verfahren integriert einen Emitter, einen Wellenleiter und einen Detektor auf Waferebene und ermöglicht einen Einblick in die Intensitätsverteilung innerhalb der Leuchtdiodenstruktur. Die aufgefundenen nichtexponentiellen Zusammenhänge entsprechen dabei nicht dem klassischen Absorptionsgesetz, daher werden in Kapitel 5 zwei Modelle vorgeschlagen, die die gefundene Intensitätsverteilung beschreiben können. Es wird anhand von Simulationen und Rechnungen gezeigt, dass die Wellenausbreitung entweder durch einen Streumechanismus oder durch selektive Absorption verursacht werden kann. Für das letztere Modell wird die Modenausbreitung und das modale Absorptionsverhalten studiert. Das Lösungsverhalten der Helmholtzgleichung zeigt hierbei eine Besonderheit, die erst bei sehr dünnen, stark absorbierenden Schichten auftritt: Die Moden weisen abhängig von ihrem Feldprofil sehr unterschiedliche Absorptionskoeffizienten auf. Hierfür ist die Stärke der Wechselwirkung mit der absorbierenden Schicht verantwortlich. Die Existenz dieses grundlegenden Effekts ist entscheidend für die Wellenausbreitung und ermöglicht auch erstmals die Bestimmung der optischen Schichtdicke der absorbierenden Schicht. Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Kopplung der spontanen Emission an den Wellenleiter und geht dabei auf die Richtcharakteristik spontan ablaufender Emissionsprozesse ein. Mit Hilfe dieses Modells kann die Anregung der einzelnen ausbreitungsfähigen Moden berechnet werden. Dieses Kapitel vervollständigt die theoretische Modellierung der optischen Prozesse im Wellenleiter. In Kapitel 7 werden die experimentellen Ergebnisse präsentiert. Neben grundlegenden Eigenschaften der Emitter und der Detektoren der integrierten Wellenleiter, werden einige besondere Effekte vorgestellt, die bei den Niriden auftreten und eine differenzierte Betrachtung der Experimente notwendig machen. Dennoch wird deutlich, dass für die laterale Intensitätsverteilung nur die beiden vorgestellten Modelle in Frage kommen. Eine weitere Eingrenzung wird durch den Einsatz der Photothermischen Deflektionsspektroskopie möglich. Es wird gezeigt, dass der selektive Absorptionsmechanismus für die Wellenausbreitung verantwortlich ist. Werden beide Messverfahren kombiniert, können bisher nicht direkt erschließbare Materialparameter bestimmt werden. Neben den für die Effizienzsteigerung des Bauelements interessanten Parametern Absorptionskoeffizient und Schichtdicke kann auch die Kopplung der spontanen Emission an die geführten Moden experimentell bestimmt werden, die einen guten Vergleich mit den in Kapitel 6 vorgestellten Modellrechnungen erlaubt. Das wichtigste Ergebnis wird jedoch durch den Vergleich der Absorptionsverteilung und der Schichtstruktur erhalten. Dadurch ist eine Identifikation der Schicht möglich, die die Absorption verursacht. Es wird gezeigt, dass eine Korrelation zwischen defektreichem Material existiert, das durch die Heteroepitaxie auf Fremdsubstrat entsteht. Dieses Ergebnis kann anhand von weiteren vergleichenden Messungen an Material aus verschiedenen Quellen verallgemeinert werden. Die absorbierenden Eigenschaften bleiben dabei nicht nur auf Saphir-basierende Strukturen beschränkt; bei Schichten auf Siliziumkarbid-Substrat lässt sich der selbe Effekt in vergleichbarer Größenordnung nachweisen.

Damit wird ein wesentlicher Verlustmechanismus von GaN-basierenden Leuchtdioden identifiziert, die auf Fremdsubstrat gewachsen werden. Möglichkeiten der Beeinflussung der Absorptionseigenschaften werden aufgezeigt, mit dem Ziel die internen optischen Verluste zu reduzieren. Hierbei zeigt sich, dass die AlN-Nukleation als alternatives Verfahren zur weit verbreiteten GaN-Niedertemperatur-Nukleation Vorteile in Bezug auf die Absorptionseigenschaften aufweist. Anhand einiger Experimente an Bauelementstrukturen wird deutlich, dass die Verwendung der alternativen Nukleationstechnik auch zu einer Effizienzsteigerung des Bauelements führt.

Kapitel 2

Materialsystem AlGaInN

In diesem Kapitel soll auf das Materialsystems AlGaInN eingegangen werden, das die Grundlage der untersuchten Leuchtdiodenstrukturen bildet. Dieses Materialsystem zeigt eine Vielzahl von spezifischen Eigenschaften, die bei klassischen Materialien wie Galliumarsenid oder Indiumphosphid, die in der Optoelektronik Anwendung finden, nicht auftreten. Eine umfassende Darstellung würde den Umfang dieser Arbeit bei weitem überschreiten, daher werden nur die Grundlagen dargestellt, die im Rahmen dieser Arbeit Bedeutung erlangen.

2.1 Eigenschaften und Wachstum von GaN

Das Materialsystem der nitridischen Verbindungshalbleiter $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}N$ wird aus den Elementen Aluminium, Gallium und Indium aus der dritten sowie Stickstoff aus der fünften Hauptgruppe des Periodensystems gebildet. Es umfasst einen Bandlückenbereich der von etwa 0.61 eV für InN [13] bis 6.2 eV für AlN reicht, dabei bleibt die Bandstruktur für alle Mischungsverhältnisse direkt, was effiziente optische Übergänge ermöglicht. In Abbildung 2.1 ist die Bandlückenenergie über der Gitterkonstante dargestellt. Durch das Materialsystem wird prinzipiell der gesamte sichtbare spektrale Bereich



Bild 2.1: Bandabstand als Funktion der Gitterkonstante des Materialsystems AlGaInN. Dem Verlauf der Bandlücken von $Al_xGa_{1-x}N$ und $In_yGa_{1-y}N$ liegen Literaturdaten nach Yu et al. [11] und Lin et al. [12] zu Grunde.

abgedeckt. Qualitativ hochwertige Schichten können auf Grund des Wachstums nur in einem bestimmten Bereich hergestellt werden, daher kann der Spektralbereich nicht vollständig genutzt werden.

Die Gruppe III-Nitride können in drei Kristallmodifikationen vorliegen, der hexagonalen Wurtzit-Struktur sowie der kubischen Zinkblende- und Steinsalzstruktur. Für Bauelemente hat heute nur die Wurtzit-Modifikation Bedeutung. Diese kann aus zwei hexagonal dicht gepackten Gittern aus jeweils einer Atomsorte gebildet werden, die um 5/8 in der *c*-Richtung verschoben sind (siehe Abbildung 2.2). Die Tatsache, dass nitridische Verbindungshalbleiter in der Wurtzitmodifikation kein Inversionssymmetriezentrum besitzen, macht sie zu piezoelektrischen Materialien. Da das Gallium- und das Stickstoffatom unterschiedliche Atomradien besitzen, entstehen leichte Abweichungen vom idealen Wurtzitgitter, wodurch sich ein c/a-Gitterverhältnis von 1.625 statt 1.633 einstellt. Die atomaren Verschiebungen führen zu einer Aufspaltung des p-artigen Valenzbandes und zu einer spontanen Polarisation. Als spontane Polarisation bezeichnet man dabei den piezoelektrischen Feldanteil der nicht durch Verspannung, sondern durch die intrinsische Verschiebung der Atome in der Elementarzelle hervorgerufen wird.

Bauelemente werden heute hauptsächlich mit der Metallorganischen Gasphasenepitaxie (*metal oraganic vapour phase epitaxy*, MOVPE) hergestellt. Sie erfordert im Gegensatz zur Molekularstrahlepitaxie (*molecular beam epitaxy*, MBE) keine aufwendige Vakuumtechnik; darüber hinaus sind auch Mehrscheibenanlagen im Gebrauch, die einen ho-



Bild 2.2: Elementarzelle von Galliumnitrid. Die Gitterkonstanten sind a = 0.3189 nm und c = 0.5185 nm



Bild 2.3: Banddiagramm der Gruppe III-Nitride für die Wurtzit-Kristallstruktur.

hen Probendurchsatz erlauben. Der Einsatz der MOVPE erfolgt nicht zuletzt wegen der niedrigeren Anschaffungs- und Betriebskosten und der bisher konkurrenzlosen Eigenschaften der Bauelemente, die mittels MOVPE hergestellt werden. Die MOVPE macht sich den Vorteil zu nutze, dass viele Metallorganika einen relativ hohen Dampfdruck besitzen. Sie lassen sich deshalb leicht als gasförmige Reaktionskomponenten in einem inerten Trägergas (meist H_2 oder N_2) transportieren und dissoziieren bereits bei relativ niedrigen Temperaturen. Durch starke Übersättigung der Gasphase können zudem hohe Wachstumsraten erreicht werden. Während bei der MOVPE von III-V-Halbleitern das Gruppe III-Element immer als metallorganisches Molekül bereit gestellt wird, werden die Gruppe V Atome Hydriden entnommen (hier NH_3). Die chemische Gesamtreaktion lautet

$$[R_3M]_{gas} + [NH_3]_{gas} \rightarrow [MN]_{fest} + [3RH]_{gas} \quad , \qquad (2.1)$$

wobei dieser Reaktion nur formal zu verstehen ist, da auftretende pyrolitische Zerlegungen an der Oberfläche und Bildung von Addukten nicht erfasst sind. Hierbei bezeichnet M ein Metallatom der Gruppe III (Ga,Al,In) und R einen organischen Liganden (CH₃ oder C_2H_5). Der Abscheidungsprozess wird durch Reaktion der Ausgangsmaterialien über einem heißen Substrat hervorgerufen. Dies erfolgt in einem Reaktor unter definierten Strömungs-, Fluss- und Druckverhältnissen. Da der Partialdruck der Reaktanden sehr viel kleiner als derjenige des Trägergases ist, bestimmt letzter hauptsächlich den totalen Reaktordruck. Bezüglich des Reaktordesigns haben sich im Laufe der Zeit verschiedene Geometrien entwickelt (*pancake-, barrel, horizontal-, planetray-* sowie 2flow-Reaktoren). Man unterscheidet aber vor allem zwischen Horizontal- und Vertikalreaktoren. Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten und untersuchten Epitaxieschichten wurden auf einer MOVPE-Anlage des Typs AIX 200 der Firma AIXTRON gewachsen. Es handelt sich hierbei um eine Einzelscheibenanlage, welche auf dem Horizontalreaktorprinzip basiert.

Die Epitaxie von GaN-Schichten findet heute vor allem auf den Substraten Saphir oder Siliziumkarbid (SiC) statt. Während Saphir im sichtbaren Spektralbereich transparent ist, hängen die Absorptionseigenschaften von SiC von der vorliegenden Modifikation ab. Die zwei gebräuchlichsten SiC-Substrate für die GaN-Epitaxie SiC-6H und SiC-4H haben ebenfalls Wurtzit-Kristallstruktur. Die Stapelfolge von SiC-4H lautet [14]

$$<0001> \qquad \dots Si_{A}C_{A}Si_{B}C_{B}Si_{A'}C_{A'}Si_{C'}C_{C'}\dots$$

$$(2.2)$$

Durch den geringeren Anteil kubischer Phase besitzt SiC-4H einen größeren Bandabstand als SiC-6H. Die Stapelfolge von SiC-6H ist

$$<0001> \qquad \dots Si_{A}C_{A}Si_{B}C_{B}Si_{C}C_{C}Si_{B'}C_{B'}Si_{A'}C_{A'}Si_{C'}C_{C'}\dots$$
(2.3)

Der Index bezieht sich dabei auf den auftretenden Schichttyp, der durch die relative Lage der Atome in der Ebene zu einer Bezugsschicht (A-Ebene) definiert wird. Einen Überblick über die beiden Schichtstrukturen ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

Die Elementarzelle ist für SiC-6H in der *c*-Achse etwas größer c = 1.511 nm als die von SiC-4H c = 1.084 nm. Die *a*-Gitterkonstante ist dagegen fast identisch (SiC-4H: a = 0.307997 nm, SiC-6H: a = 0.308086 nm [15]). SiC kann im Gegensatz zu Saphir dotiert werden. Für die p-Dotierung verwendet man Bor oder Aluminium [16], für die n-Dotierung wird Stickstoff eingesetzt. Üblicherweise werden Bauelemente auf ndotiertem Substrat epitaxiert, was Vorteile für die Bauelementstruktur besitzt¹ SiC ist im Gegensatz zu Saphir im sichtbaren Spektralbereich absorbierend, Größe und energetische Lage sind von der Dotierstoffkonzentration, des zum Einsatz kommenden Dotanden und der Modifikation abhängig. In Abbildung 2.5 sind die grundsätzlichen Absorptionsübergänge sowie deren Abhängigkeit von der Konzentration für die Dotierstoffe Aluminium und Stickstoff skizziert.

Auf Grund der großen Unterschiede der Gitterkonstanten von Saphir und GaN ist ein



Bild 2.4: Stapelfolge von SiC-4H bzw. SiC-6H in einer $(11\overline{2}0)$ -Ebene [14]. Si-Atome sind als weiße Kreise, C-Atome als schwarze dargestellt. Grau schraffierte Kreise entsprechen der Projektion von zwei C-Atomen. Dargestellt ist ebenfalls die tetraedische Anordnung von Si und C in leicht gedrehter Darstellung, um das in der $(11\overline{2}0)$ verdeckte C-Atom sichtbar darzustellen. SiC-6H enthält dementsprechend weniger hexagonale (h) als kubische (k) Phase.

¹ Dies ist auf den Verspannungshaushalt und die hohe erforderliche Mg-Dotierstoffkonzentration zurückzuführen.

besonderes Vorgehen zu Beginn des Wachstums von Galliumnitrid erforderlich. Im Gegensatz zur Homoepitaxie sind dabei mehrere Schritte erforderlich.

Bei ca. 1200 °C wird die Oberfläche unter einer H_2/N_2 -Atmosphere gereinigt. Danach wird eine Niedertemperatur-Nukleationsschicht aus Galliumnitrid oder Aluminiumnitrid gewachsen. Nakamura et al. [7] und Akasaki et al. [18] konnten zeigen, dass sich die Schichtqualität des darauf folgenden Galliumnitrid durch den Niedertemperatur-Wachstumsschritt erheblich verbessern lässt. Hierbei kommen Schichtdicken im Bereich



Bild 2.5: Absorptionsspektren für SiC-4H und SiC-6H für n-leitendes Stickstoffdotiertes SiC (links), sowie p-leitendes Aluminiumdotiertes SiC (rechts). (i) bezieht sich auf fundamentale Absorption, (ii) Absorption im transparenten Bereich des Halbleiters (below bandgap absorption), (iii) Absorption durch freie Ladungsträger. Bei den gestrichelten Kurven ist die Dotierstoffkonzentration geringer (nach Weingärtner et al. [16]).



Bild 2.6: Schematische Darstellung der Heteroepitaxie von Galliumnitrid auf Saphir (nach Akasaki et al. [17])

15-40 nm zum Einsatz, die bei Temperaturen zwischen 450 $^{\circ}{\rm C}$ und 600 $^{\circ}{\rm C}$ abgeschieden werden.

In einem weiteren Schritt bei ca. 1000 °C findet eine partielle Rekristallisation der zunächst quasi-amorphen Schicht statt. Ein Teil der auftretenden Verspannungen kann durch Ausbildung von Versetzungen lokal abgebaut werden. Daneben wird eine Versetzungsannihilation sowie die Ablenkung von Versetzungen parallel zur [0001]-Oberfläche angestrebt [19]. Der Verspannungsabbau erfolgt dabei durch die selbstorganisierte periodische Bildung von Kristalliten, die abwechselnd kompressiv bzw. tensil verspannt sind [19]. Für das defektarme Wachstum ist es erforderlich, dass aus der Nukleationsschicht Nukleationskeime entstehen. Angestrebt sind pyramidalartige Facetten mit $[01\overline{1}1]$ - oder $[01\overline{1}2]$ -Orientierung. Im folgenden Schritt werden durch gezielte Wahl der Wachstumsparameter die Wachstumsrate an den Facetten gegenüber der [0001]-Richtung bevorzugt. Die einzelnen Inselbereiche wachsen daher zu einer geschlossenen Schicht zusammen. Anschließend wird eine 1 µm bis 4 µm dicke Pufferschicht gewachsen, die nur sehr wenige Versetzungslinien aufweist. Der schematische Querschnitt einer auf diese Weise hergestellten Schicht ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Die Versetzungsdichte kann auf diese Weise bis in den Bereich von 10^6 bis 10^{10} Versetzungen pro cm² reduziert werden.

2.2 Quantenfilme auf InGaN/GaN-Basis

Auf Grund der unterschiedlichen Gitterkonstanten von InN und GaN (ca. 11%) wachsen InGaN-Schichten zunächst pseudomorph verspannt auf GaN. Die kritische Schichtdi-



Bild 2.7: Schematische Darstellung der Heteroepitaxie von Galliumnitrid auf Saphir (nach Akasaki et al. [17])

cke ab der InGaN relaxiert, ist abhängig vom In-Gehalt und liegt zwischen 50 und 150 nm [20] für einen In-Anteil kleiner 20%. Die biaxiale Verspannung des Quantenfilms induziert ein piezoelektrisches Feld, welches die energetische Lage der Quantisierungsenergien der InGaN-Quantenfilme modifiziert. Neben der durch Verspannung induzierten Polarisation existiert auf Grund der nicht zusammen fallenden Ladungsschwerpunkte im Wurtzit-Gitter eine spontane Polarisation

$$P_z = P_{z,\text{spon}} + P_{z,\text{piezo}} \qquad (2.4)$$

Das resultierende elektrische Feld

$$E_z = -\frac{P_z}{\varepsilon\varepsilon_0} \tag{2.5}$$

führt zu einem dreieckförmigen Verlauf des Potenzialtopfs (siehe Abbildung 2.8). Das sehr große interne Feld wird von Takeuchi et al. [21] für einen In-Anteil von 15% zu 1.05 MV/cm berechnet. In den vorgestellten Untersuchungen ist ersichtlich, dass durch starke optische Anregung ein Teil des internen Felds durch generierte Ladungsträger abgeschirmt wird, besonders deutlich wird dies bei Quantenfilmdicken größer vier Nanometer. Im nicht angeregten Zustand ist daher die Übergangsenergie $E_{g,0}^*$ kleiner als im Fall der Anregung ($E_{g,1}^*$). Damit ist mit der Kompensation des internen Piezofeldes eine Verlagerung der Emission zu kürzeren Wellenlängen ("Blauverschiebung") verbunden.



Bild 2.8: In InGaN-Quantenfilmen resultiert auf Grund der biaxialen Verspannung ein internes piezoelektrisches Feld, welches zu einem dreieckförmigen Potenzialtopf führt. Durch Anlegen einer externen Spannung kann die Bandstruktur ausgerichtet werden und damit die Übergangsenergie in Richtung kurzwelligerem Licht verschoben werden.

3 bis 5x	p-GaN:Mg	Kontaktschicht	
GaN	$Al_{0.1}Ga_{0.9}N$	Elektronenbarriere	Bild 2.9: Typischer Schicht-
$In_{0.1}Ga_{0.9}N$	aktive Zone	Emission	aufbau und Funktion der
GaN	n-GaN:Si	Kontaktschicht	einzelnen Schichten einer
:	GaN-Buffer	Defektreduktion	$In_xGa_{1-x}N$ basieren- den Multi-Quanten-Well
	GaN-LT-Nukl.	Keimbildung	(MQW) LED-Struktur für die Epitaxie auf Saphir
	Saphir	Substrat	Substrat.

Durch das interne Piezofeld findet aber auch eine räumliche Trennung der Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern im Quantenfilm statt. Dies reduziert die Übergangswahrscheinlichkeit für den Emissions- bzw. Absorptionsprozess, so dass bei optischer Anregung mit der Energie $E_{g,1}$ eine schwache Wechselwirkung mit dem Quantenfilm besteht. Erst bei größeren Photonenenergien werden genügend Ladungsträger im Quantenfilm generiert, die das interne Feld kompensieren können, was mit eine Vergrößerung der Übergangswahrscheinlichkeit bei der Energie $E_{g,1}^*$ verbunden ist und damit eine größere effektive Bandlückenenergie in Absorptionsexperimenten gegenüber der Emission bewirkt. Diese energetische Verschiebung wird auch als Quantum Confined Stark Effekt (QCSE) bezeichnet [22].

Die Emissionswellenlänge des Quantenfilms kann allerdings durch weitere Effekte modifiziert werden.

- Eine Blauverschiebung des Emissionsspektrums mit zunehmender Injektion kann auch über das Auffüllen von höherenergetischen Zuständen im Quantenfilm erklärt werden (Burstein-Moss-Effekt).
- Eine Rotverschiebung mit zunehmendem Bauelementstrom kann in Folge von Erwärmung durch thermische Verlustleistung verursacht werden, da der Bandabstand auf Grund der zunehmenden Gitterkonstante (thermische Ausdehnung) abnimmt.

In Abbildung 2.9 ist der Schichtaufbau einer Saphir-basierenden GaN-LED dargestellt. Zunächst wird auf dem Substrat eine Nukleationsschicht gewachsen. Auf diese folgt eine 1-4 μ m dicke GaN-Schicht, die zur Defektreduktion dient. Auf diese Schicht folgt eine n-Dotierte Schicht. Als n-Dotierstoffquelle wird Silan verwendet, das darin enthaltene Silizium besitzt eine kleine Ionisierungsenergie, so dass bei Raumtemperatur die übliche Störstellenerschöpfung vorliegt. Im Anschluss wird die aktive Zone gewachsen. Für Emission im sichtbaren Spektralbereich werden InGaN-Quantenfilme gewachsen, die Barriere zwischen den Filmen bildet undotiertes GaN. Zur Erzielung eines besseren Ladungsträgereinschluss hat sich der Einsatz einer $Al_{0.1}Ga_{0.9}N$ -Schicht bewährt, deren Dicke zwischen 10 und 30 nm liegt. Weisen die Quantenfilme einen hohen Indium-Anteil auf, findet eine Lokalisation der Ladungsträger auf Grund von Indium-Inhomogenitäten im Film statt und macht den Einsatz einer AlGaN-Barriere nicht zwangsweise notwendig. Die abschließende Mg-dotierte Schicht ist in der Regel dünn. Da Mg ein tiefer Akzeptor in GaN ist, muss die chemische Konzentration groß sein, um eine ausreichende Löcherdichte zu erreichen. Bei Raumtemperatur sind nur 1 bis 3% der möglichen Akzeptoren ionisiert. Wird die chemische Konzentration über ein kritisches Maß hinaus vergrößert, findet eine Selbst-Kompensation auf Grund von Kristalldefekten statt.

2.3 Herstellungsschritte

Zur Herstellung eines LED-Chips sind verschiedene Herstellungsschritte notwendig, die eine elektrische Kontaktierung erlauben. Eine typische Prozessabfolge für auf Saphir gewachsene LED-Strukturen umfasst die folgenden Schritte:

Wachstum der Bauelementstruktur

Abbildung 2.10 (I) zeigt den vereinfachten Aufbau.

• Aktivierung der p-dotierten GaN/AlGaN-Schichten

Der Dotierstoff Mg liegt nach dem Einbau im GaN-Kristall als Komplex vor, welcher elektrisch passiviert ist. Die Leitfähigkeit wird durch Abspaltung und Ausdiffusion des in der Bindung beteiligten Wasserstoffs mittels eines thermischen Aktivierungsprozesses erreicht.

Metallisierung des transparenten p-Kontakts

Zur verbesserten Strominjektion kann eine dünne (typisch sind 6-10 nm) Metallschicht aufgebracht werden (II). Dies kann z.B. Ni/Au sein.

• Definition der Bauelementgeometrie durch Trockenätzen

Dieser Prozessschritt (III) ermöglicht es, die vergrabene n-dotierte Schicht freizulegen. Im anschließenden Prozessschritt (IV) wird darauf der n-Kontakt abgeschieden.



Bild 2.10: Prozessschritte zur Herstellung des LED-Chips. (I) Epitaktisch gewachsene Struktur. (II) Zur Stromaufweitung kann ein transparenter Kontakt verwendet werden, der wenige Nanometer dünn ist. Eine Kontaktverstärkung ist notwendig, damit der Chip gebondet werden kann. (III) Durchführung einer Mesa-Strukturierung und trockenchemisches Ätzen, um die vergrabene n-Kontaktschicht freizulegen. (IV) Strukturierung und Deposition des n-Kontakts. (V) Weitere Mesa-Strukturierung und Anwendung eines weiteren Ätzprozesses, der auf dem Substrat endet. Dieser Schritt dient zur Vermeidung von Ausbrüchen, die beim anschließenden Vereinzeln der Bauelemente entstehen würden (Sägegraben). Für SiC-basierende Bauelemente folgt nach Schritt (II) eine Rückseitenmetallisierung die den n-Kontakt bildet. Dies ist möglich, da SiC im Gegensatz zu Saphir dotiert werden kann.

• Metallisierung der Kontakte

GaN-Leuchtdioden benötigen als bipolare Bauelemente unterschiedliche Materialsysteme für die n- und p-Kontakte. Als Standard haben sich im AlInGaN-Materialsystem n-seitig Ti/Au bzw. Al/Au und p-seitig Ni/Au oder Pt/Au bewährt. Der p-Kontakt wird auf dem transparenten Kontakt abgeschieden und dient als Bondpad für den Bonddraht (Prozessschritte (II) und (IV)).

Legieren der Kontakte

Das Legieren der Kontakte dient der Verringerung des spezifischen Kontaktwiderstands. Darüber hinaus kann auch die Haftung auf der Oberfläche verbessert werden, was sich positiv auf die folgende Bauelementmontage auswirkt (Verbesserung der Haftung).

• Vollständiges Entfernen des verbleibenden GaN zwischen einzelnen LED-Strukturen mittels Trockenätzen

Dieser Schritt (V) dient zur Vorbereitung der Bauelementvereinzelung. Versuche zeigen, dass beim Sägen ohne Vorstrukturierung Muschel-Ausbrüche entlang des Sägeschnitts und Risse, die sich vom Sägegraben durch das Bauelement ausbilden, entstehen können. Wird beim Vereinzeln der Chips jedoch nur der Saphir gesägt, können beide Effekte vermieden werden.

Montage der Chips

Die einzelnen Chips können nun auf den unterschiedlichsten Trägern aufgebaut werden. Je nach Leistungsklasse werden unterschiedliche Bauformen verwendet. Für High-Brightness-Applikationen kommen spezielle Gehäuse mit sehr kleinem thermischen Widerstand zum Einsatz, der Chip wird dann mit der Epitaxieseite auf die Wärmesenke montiert (Flip-Chip-Konfiguration).

2.4 Wirkungsgrade und Absorption

Ziel jedes Optimierungsprozesses von Leuchtdioden ist es, die Konversion von elektrischer in optische Leistung zu maximieren. Eine wichtige Kenngröße stellt dabei die Konversionseffizienz (*wall plug efficiency*) des Bauelements dar.

$$\eta_{\rm wp} = P_{\rm opt}/P_{\rm el} = P_{\rm opt}/(UI) \tag{2.6}$$

Die zum Betrieb des Bauelements erforderliche Spannung U ist auf Grund von parasitären Widerständen meist größer als die Spannung die notwendig ist, um den Stromtransport durch die pn-Struktur zu ermöglichen und liegt im Bereich des Bandabstands des Halbleiters ($U_g = E_g/q$). Die ohmschen Verluste treten an Metall-Halbleiter-Kontakten als Kontaktwiderstände und in der Schichtstruktur an Bahnwiderständen sowie an Heterobarrieren auf, wobei die Optimierung meist an Einzelschichten erfolgen kann. Die parasitären Widerstände begrenzen die maximal mögliche Ausgangsleistung auf Grund von dissipierter Verlustleistung, daher wird heute auch für High-Brightness-Anwendungen besondere Aufmerksamkeit auf die Aufbautechnik unter Verwendung geeigneter Wärmesenken bzw. Gehäusen gelegt. Die Lichtgeneration findet durch einen spontanen direkten optischen Übergang im Quantentopf zwischen dem Valenz- und Leitungsband statt. Unter stationären Bedingungen ist die im Volumen der aktiven Zone injizierte Ladunsträgerdichte gleich groß mit der Übergangsrate zwischen Leitungs- und Valenzband. Die Ausgangsleistung ist damit proportional zum Bauelementstrom. Die externe Quanteneffizienz

$$\eta_{\rm eq} = \frac{P_{\rm opt}}{\hbar\omega} \frac{q}{I} = \eta_{\rm c} \eta_{\rm j} \eta_{\rm iq}$$
(2.7)

beschreibt dabei das Verhältnis emittierter Photonen zu injizierten Ladungsträgern. Sie setzt sich aus dem Injektionswirkungsgrad η_j und der internen Quanteneffizienz η_{iq} , sowie dem Auskopplungswirkungsgrad η_c zusammen. Der Injektionswirkungsgrad charakterisiert dabei den Anteil des Bauelement-Stroms, der tatsächlich in die aktive Zone des Bauelements injiziert wird. Nach [23] ist der Leckstrom in Doppelheterostrukturen über die wirksame effektive Barrierenenergie

$$\Delta E = \left(E_{\text{gap}}^{\text{conf}} - E_{\text{gap}}^{\text{act}}\right) + \left(E_{\text{f,p}}^{\text{act}} - E_{\text{f,P}}^{\text{conf}}\right)$$
(2.8)

zwischen aktiver Zone und Confinement-Schicht¹ durch

$$j_{\rm L} = \frac{q\mu_{\rm e}^{\rm P}k_{\rm B}T}{L_{\rm e}^{\rm P}} 2\left(\frac{2\pi m_{\rm e}^{\rm P}k_{\rm B}T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp((E_{\rm f,n}^{\rm act} - \Delta E)/k_{\rm B}T)$$
(2.9)

geben, wobei μ_{e}^{P} die Minoritätsträgerbeweglichkeit, L_{e}^{P} die Diffusionslänge und m_{e}^{P} die in die Zustandsdichte einfließende Masse der Confinement-Schicht, darstellt. Auf Grund der exponentiellen Abhängigkeit kann der Ladungsträgereinschluss durch den Einsatz von Heterobarrieren optimiert werden.

Der in (2.7) auftretende interne Wirkungsgrad η_{iq} beschreibt das Verhältnis zwischen strahlender und nichtstrahlender Rekombinationsrate im Quantenfilm und wird meist über das Verhältnis der Ladungsträgerlebensdauern τ_r und τ_{nr} ausgedrückt

$$\eta_{\rm iq} = \frac{1}{1 + \tau_{\rm r}/\tau_{\rm nr}} ,$$
(2.10)

wobei zu beachten ist, dass dieser Zusammenhang nur für schwache Injektion gilt.

Als letzte wichtige Größe geht der Auskopplungswirkungsgrad η_c in die externe Quanteneffizienz mit ein. Er beschreibt den Bruchteil der Photonen, die den Halbleiter verlassen können, bezogen auf die in der aktiven Zone erzeugten Photonen. Chipgeometrie und die Absorptionsverhältnisse im LED-Chip legen dabei die Auskoppeleffizienz

¹ Die aktive Zone ist dabei als schwach p- und die Confinement-Schicht als stark p-dotiert angenommen.

fest. Grundlegende Einblicke in das Auskoppelverhalten kann durch Simulationsmodelle gewonnen werden, die die Strahlausbreitung innerhalb des Chips berechnen (ray tracing). Die Optimierung der internen Effizienz wird hauptsächlich durch die Materialqualität bestimmt, daher liegt der Schwerpunkt der Bauelementoptimierung heute in der Optimierung bestehender Wachstumsverfahren und der Entwicklung neuer Wachstumstechniken (z.B. Epitaxial lateral Overgrowth, ELOG bzw. PENDEO), die eine weitere Defektreduktion gegenüber dem bisher vorgestellten Nukleationschichtverfahren erlauben. Darüber hinaus existiert prinzipiell die Möglichkeit, die Effizienz des Bauelements durch Verbesserung des Auskoppelmechanismus zu erhöhen. Die Chipgeometrie hat dabei einen großen Einfluss. Kapitel 3 gibt einen kurzen Überblick über die Konzepte und Möglichkeiten, die durch Modifikation der Chipgeometrie zu einer Erhöhung der ausgekoppelten Leistung führen. Eine wichtige Größe stellt in diesem Zusammenhang die interne Absorption dar. Dabei ist für das Bauelement nur der spektrale Anteil der Absorption relevant, der bei der Emissionswellenlänge des Bauelements liegt. Abhängig von der verwendeten Bauelementstruktur (Schichtaufbau, Dotierung, Defektdichte, Grenzflächenrauheit, Phasenseparation) können die unterschiedlichsten Absorptionsprozesse ablaufen, die sich in ihrem Beitrag zur Gesamtabsorption erheblich unterscheiden können. Für die Bewertung der Wichtigkeit des Verlustmechanismus ist neben der Stärke der Wechselwirkung die Dichte der am Absorptionsprozess teilnehmenden Zentren (Atome bzw. deren Elektronen) und das beteiligte Volumen maßgeblich. Grundsätzlich kann man zwischen Interband-, Intrabandabsorption, sowie Prozessen die über Defektzentren stattfinden, unterscheiden. Interbandübergänge finden zwischen Valenz- und Leitungsband des Halbleiters, Intrabandübergänge dagegen nur in einem Band des Halbleiters statt. Elektronen werden durch den Absorptionsprozess von einem niederenergetischen Zustand im Halbleiter in einen höheren überführt. In Leuchtdiodenstrukturen ist der wichtigste Intrabandabsorptionsmechanismus die freie Ladungsträgerabsorption. Die Absorption ist von der Elektronendichte und damit von der Dotierung abhängig. Die Ladungsträgerdichte bleibt allerdings bei den heutigen Diodenstrukturen unterhalb der kritischen Größe, so dass kein nennenswerter Beitrag zur Absorption stattfindet. Jedoch sei auch bemerkt, dass beim Einsatz von SiC-Substraten durchaus ein relevanter Beitrag erfolgen kann.

Interbandabsorption ist auf Grund der hohen Zustandsdichte für die intrinsische Halbleiterabsorption der wichtigste Absorptionsmechanismus. Quantenfilme haben auf Grund der großen Zustandsdichte an der Bandkante eine größere Absorption als Volumenkristalle, da durch die Diskretisierung eine Umverteilung der Zustände erfolgt. Trotz dünner Schichten und vergleichsweise geringem Volumen können sie maßgeblich zur Absorption beitragen, wenn der QCSE schwach ausgeprägt ist.

Potenzialfluktuationen können zur Umverteilung der Zustände führen und einen nen-

nenswerten Beitrag zur Absorption liefern, was am folgenden Modell erläutert werden soll. Für einen idealen direkten Halbleiter hat die Bandkantenabsorption für Photonenenergien, die größer sind als der Bandabstand E_{g} , eine wurzelförmige Abhängigkeit:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{n}{Nc} \begin{cases} \left| \hat{H'}_{cv} \right|^2 (2m_r)^{3/2} \pi^{-1} \hbar^{-4} \sqrt{\hbar\omega - E_g} & \text{für } \hbar\omega > E_g \\ 0 & \text{für } \hbar\omega < E_g \end{cases}$$
(2.11)

Dabei bezeichnet $m_{\rm r} = (1/m_{\rm e} + 1/m_{\rm h})^{-1}$ die reduzierte Masse, $|\hat{H'}_{cv}|^2$ die Übergangswahrscheinlichkeit eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband, *n* der Brechungsindex des Halbleiters, *N* die Photonendichte, *c* die Lichtgeschwindigkeit und $\hbar\omega$ die Photonenenergie. Für Energien, die kleiner sind als die Bandkantenenergie findet beim idealen Halbleiter keine Absorption statt.

Durch Fluktuationen der Störstellenkonzentration werden örtliche Schwankungen des Gitterpotenzials hervorgerufen. Damit ist die Lage der Valenz- und Leitungsbandkante nicht mehr konstant. Das elektrostatische Gitterpotenzial kann aus der statistischen Überlagerung der Einzelpotenziale der beteiligten Störstellen gewonnen werden. Es resultiert eine Gaußverteilung des Potentials der Form [24]

$$p(V)dV = \frac{1}{\sqrt{2\pi}V_{\rm rms}} \exp\left(-\frac{V^2}{2V_{\rm rms}^2}\right) dV$$
(2.12)

um das Nullpotential (V = 0) mit der Standardabweichung $V_{\rm rms}$. Durch Mittelung kann man eine effektive Zustandsdichte

$$D_{\rm eff}(E) = \int_{-\infty}^{E} D_{\rm c}(E_{\rm c}) p(E_{\rm c}) dE_{\rm c}$$

= $\frac{\pi^{-5/2} m_{\rm e}^{3/2}}{q V_{\rm rms} \hbar^3} \int_{-\infty}^{E} (E - E_{\rm c})^{1/2} \exp\left(-\frac{E_{\rm c}^2}{2q^2 V_{\rm rms}^2}\right) dE_{\rm c}$ (2.13)

gewinnen. Für $E > \sqrt{2}qV_{\rm rms}$ liegt ein annähernd parabolischer Bandverlauf vor. Ist dagegen E < 0 ergeben sich Bandausläufer, die sich in die verbotene Zone erstrecken. Mit wachsender Störstellenkonzentration wird die Ausprägung von Bandausläufern größer. Eine Abschätzung von $V_{\rm rms}$ in analytischer Form ist möglich, wenn die Ionisierungsenergie der Störstelle klein ist und damit Störstellenerschöpfung bei Raumtemperatur vorliegt. In diesem Fall ($N_A = p$ gesetzt) ergibt sich für $V_{\rm rms}$ [24]:

$$qV_{\rm rms} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0}\sqrt{2\pi(N_A + N_D)L_{\rm s,a}} \qquad , \qquad (2.14)$$

wobei die Abschirmlänge $L_{s,a}$ für den Fall, dass das Fermi-Niveau E_F innerhalb des Bandabstandes liegt, gleich der Debye-Länge ist

$$L_{\rm s,a} = \sqrt{\frac{k_{\rm B} T \varepsilon \varepsilon_0}{q^2 n}} \qquad . \tag{2.15}$$

Damit ist die Größe der Potenzialfluktuation von der Störstellenkonzentration abhängig. Verallgemeinert man dieses Modell auf beliebige Störstellen (Defekte) bleibt der grundsätzliche Zusammenhang, nämlich der, dass die Fluktuation mit der Defektdichte steigt, erhalten. Empirisch kann man die resultierenden Bandausläufer durch eine modifizierte Zustandsdichte

$$D_{\rm eff} \sim \exp\left(\frac{E}{E_0}\right)$$
 (2.16)

beschreiben, wobei E_0 ein charakteristischer Energie-Parameter ist. Dies spiegelt sich ebenfalls im Absorptionsverhalten direkt an der Bandkante des Halbleiters wider. Die von F. Urbach eingeführte Darstellung

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(\frac{E}{E_0}\right) \tag{2.17}$$

kann auf die Zustandsdichte zurückgeführt werden. Damit skaliert der sogenannte Band-Tail-Effekt mit der Störstellenkonzentration bzw. der Defektdichte. Dies ist insbesondere bei hoher Defektdichte, also wahrscheinlich im Bereich der Nukleationsschicht gegeben. Ein Nachweis ist allerdings bisher noch nicht erfolgt. Über die Gründe hierfür kann nur spekuliert werden. Möglicherweise wird wegen der geringen Schichtdicke der Beitrag zur Absorption als gering angesehen; dies spiegelt sich in weit verbreiteten Modellen homogener Materialeigenschaften der GaN-Schicht wider, die bei Bestimmung der Materialeigenschaften zur Anwendung kommen. Darüber hinaus existiert bislang kein geeignetes Messverfahren oder Experiment, das eine eindeutige Identifikation selektiver Absorptionseigenschaften ermöglicht.

In Kapitel 7 wird jedoch gezeigt werden, dass gerade die Nukleationsschicht und ein Teil des darauf folgenden GaN eine starke Absorption aufweisen. Der Nachweis gelingt anhand eines Modells zur lateralen Wellenausbreitung und begleitenden Messverfahren, die in Kombination zu dieser Aussage führen.

Kapitel 3

Konzepte zur Erhöhung der Auskoppeleffizienz

3.1 Konventionelle Leuchtdioden

Konventionelle Leuchtdioden bestehen aus einem quaderförmigen Halbleiterchip, der in Epoxidharz vergossen wird. Die unterschiedlichen Brechungsindizes von Halbleiter und umgebendem Medium $n_{\rm U}$ sind die Ursache dafür, dass nur ein Teil des im Halbleiter generierten Lichts den Chip verlassen kann. Der Grenzwinkel der Totalreflexion $\theta_{\rm c}$ legt dabei die Größe des Auskoppelkegels fest. Für InGaN-basierende Leuchtdioden liegt der Brechungsindex etwa bei $n_{\rm HL} = 2.4$. Durch Vergießen des Halbleiterchips wird der Grenzwinkel der Totalreflexion vergrößert, gleichzeitig steigt die Transmission im Auskoppelkegel an. Durch eine geeignete Form des Epoxid-Doms kann Totalreflexion an der Grenzfläche Epoxid-Luft vermieden werden. Wie in Tabelle 3.1 dargestellt, sind die Auskoppelkegel für InGaN-basierende Leuchtdioden im Vergleich zu AlGaInP/GaAs-basierenden Leuchtdioden wesentlich größer, wodurch ein Großteil des Lichtes den Halbleiter verlassen kann.

Eine weitere Verbesserung ergibt sich, wenn der Epoxid-Dom aus mehreren Schichten aufgebaut ist. Durch die thermische Verlustleistung werden zum Teil hohe Betriebstemperaturen erreicht, wodurch mechanische Spannungen auf Grund der thermischen Ausdehnung des Chips entstehen. Von einigen Herstellern wird der Chip daher erst in ein gelartiges Fluid mit hoher Brechzahl eingebettet und erst dann in Epoxidharz vergossen. Dies ermöglicht eine weitere Vergrößerung des Auskoppelkegels, da höher brechende Medien eingesetzt werden können. Der maximal erreichbare Brechungsindex von Flüssigkeiten liegt etwa bei 1.7 und begrenzt damit die Aufweitung. Der Lichtanteil im Kegel

	Luft	Epoxidharz	Fluid		Luft	Epoxidharz	Fluid
InGaN	25°	39°	45°	InGaN	3.6 %	9.8%	13.4%
GaInP	16°	24°	28°	GaInP	1.3 %	3.6%	4.9 %

Tab. 3.1: Größe der Auskoppelkegel für InGaN- und AlGaInP/GaAs basierende LEDs (links), sowie die zugehörigen ausgekoppelten Lichtanteile je Auskoppelkegel. Die verwendeten Brechungsindizes sind InGaN: 2.4, GaInP: 3.6, Epoxidharz: 1.5 und Fluid: 1.7.

kann bei isotroper Emission und unter Vernachlässigung von Mehrfachreflexion durch

$$\eta_{\rm c,Kegel} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{\rm c}} \frac{1}{2} (T_{\rm TE} + T_{\rm TM}) \sin\theta d\theta d\phi \qquad (3.1)$$

abgeschätzt werden. Prinzipiell bestehen bei einer quaderförmigen Chip-Geometrie sechs Auskoppelkegel, von denen allerdings nicht immer alle zur Auskopplung beitragen. Die ausgekoppelte Leistung wird durch verschiedene Einflussgrößen festgelegt:

- Abschattung durch Kontakte: Durch den Reflektor oder eine anderweitig geartete reflektierende Auflagefläche und den auf der gegenüber liegenden Seite aufgebrachten *p*-Kontakt entsteht eine Resonatorstruktur (siehe Abbildung 3.1). Das dazwischen generierte Licht erfährt viele Reflexionen an den beteiligten Metallen, bevor es sich unter dem Kontakt weit genug in lateraler Richtung ausgebreitet hat, um auszukoppeln. Da die Metallreflexion im Gegensatz zur Totalreflexion verlustbehaftet ist, geht ein wesentlicher Teil des Lichtes verloren.
- Absorbierende Schichten innerhalb der Schichtstruktur:
 - Absorbierendes Substrat: Für InGaN basierende Leuchtdioden ist das Substrat SiC, im Gegensatz zu Saphir, absorbierend. Hierbei hat die Stickstoff-Dotierung des Substrats erheblichen Einfluss auf die Absorptionseigenschaften.
 - Absorbierende Quantenfilme: Lichtanteile, die sich innerhalb des Chips ausbreiten, können auf Grund von Reabsorption im Quantenfilm verloren gehen.
- Interferenz des Dipolfelds: Die Leistung im Auskoppelkegel wird durch konstruktive oder destruktive Interferenz der am Ort der spontanen Emission wirkenden Feldanteile mitbestimmt.
- Streuung innerhalb der Struktur: Durch Streuzentren kann Licht aus geführten Moden ausgekoppelt werden. Streuung kann dabei über zwei unterschiedliche Effekte erreicht werden. Eine Möglichkeit ist die Erzeugung von Streuzentren durch Erzeugung von Strukturen, die kleiner als die Emissionswellenlänge sind. Weiterhin kann für sehr hohe interne Effizienzen die Reabsorption im Quantenfilm mit anschließender erneuter Emission die Ausbreitungsrichtung ändern. In beiden Fällen wird ein Teil des gestreuten Lichtes in den Auskoppelkegel überführt. Zur vollständigen Auskopplung geführter Moden sind dabei mehrere Streuereignisse notwendig.

- Chip-Geometrie: Sie bestimmt die mittlere Weglänge, die das Licht vom Emissionszentrum zum Auskoppelort zurücklegen muss. Dabei sind zwei Faktoren wesentlich:
 - Mit wachsender Chip-Größe nimmt die im Halbleiter zurückgelegte Strecke zu. Damit steigen aber auch Absorptionsverluste.
 - Die Auskoppeleffizienz hängt auch davon ab, ob durch die Chip-Geometrie Winkeltransformationen geführter Anteile möglich sind. Sind zum Beispiel in der Struktur spitze Winkel vorhanden, können geführte Anteile gezielt in den Auskoppelkegel überführt werden.
- **Brechungsindex des umgebenden Medium**: Er legt wie bereits eingangs erklärt die Größe des Auskoppelkegels fest.

Lichtanteile die außerhalb des Auskoppelkegels liegen, gehen meist durch die in der Struktur vorhandenen Absorption verloren, können aber unter bestimmten Voraussetzungen auch ausgekoppelt werden. Dabei sind die konkreten Verhältnisse im Chip ausschlaggebend, was anhand eines kurzen Beispiels erläutert werden soll.

In Abbildung 3.2(a) ist dazu ein Querschnitt durch einen quaderförmigen Chip dargestellt. Exemplarisch ist ein Lichtstrahl dargestellt, der außerhalb des Auskoppelkegels und in der *x*-*z*-Ebene liegt. Geführte Anteile können nur dann zur ausgekoppelten Lichtleistung beitragen, wenn sie in einen Auskoppelkegel überführt werden. Entscheidend sind daher die sich im Verlauf des Lichtwegs ergebenden Einfallswinkel auf die sechs Seitenflächen des Chips. Für einen idealen quaderförmigen Chip ist auf Grund der parallelen Seitenflächen für einen unter dem Winkel θ_1 ausbreitenden Strahl nur noch der Winkel $\theta_2 = \frac{\pi}{2} - \theta_1$ als weiterer Einfallswinkel möglich. Liegt dieser wieder außerhalb des Auskoppelkegels, kann der Strahl den Chip nicht verlassen.

Im Vergleich dazu ist in Abbildung 3.2(b) der zurückgelegte Weg eines Einzelstrahls dargestellt. Nach Reflexion an der nicht perfekt parallelen Seitenfläche ergibt sich ein





neuer Einfallswinkel θ_3 , der auf Grund der Reflexion an der schrägen Seitenfläche einen kleineren Einfallswinkel aufweist. Es gilt dabei

$$\theta_3 = \theta_1 - 2\gamma \qquad . \tag{3.2}$$

Breitet sich der Strahl verlustfrei im Chip aus, fällt er nach weiteren Reflexionen, bei denen der Einfallswinkel jeweils beibehalten wird¹, erneut auf die schräge Grenzebene, wobei nun $\theta_1 = \theta_3$ zu setzen ist. Im *l*-ten Umlaufszyklus gilt

$$\theta_1^{(l)} = \theta_1 - 2l\gamma \qquad . \tag{3.3}$$

Der Strahl wird also durch Mehrfachreflexion sukzessiv in einen Auskoppelkegel überführt. Dabei ist allerdings zu bemerken, dass die zurückgelegte Wegstrecke im Halbleiter extrem lang werden kann, bis ein Auskoppelereignis stattfindet. Lichtanteile, die nicht direkt in den Auskoppelkegel fallen, erfahren daher eine starke Wechselwirkung mit der bei der Emissionswellenlänge vorhandenen Materialabsorption. Für einen nennenswerten Beitrag zur Auskoppeleffizienz muss die im Material zurückgelegte Wegstrecke mindestens in der Größenordnung des inversen Materialabsorptionskoeffizienten liegen.

Zur Verbesserung der Extraktion geführter Lichtanteile existieren damit prinzipiell zwei Möglichkeiten: Die Reduktion der geometrisch zurückgelegten Wegstrecke im Chip und die Reduktion der Absorptionsverluste.



Bild 3.2: (a) Strahlausbreitung bei ideal senkrecht aufeinander treffenden Grenzflächen. Am Beispiel eines in der x-z-Ebene liegenden Strahls wird deutlich, dass nur zwei Einfallswinkel (θ_1 und θ_2) auftreten. (b) Stehen nicht alle Grenzflächen senkrecht aufeinander, so werden geführte Anteile durch Reduktion des Einfallswinkels in den Auskoppelkegel überführt. Als Beispiel ist hier ein in der x-z-Ebene liegender Strahl skizziert, dessen Einfallswinkel um den Grenzflächenwinkel γ verkleinert wird. Durch Fortsetzung dieses Prozesses wird der Einfallswinkel soweit verringert, dass der Lichtstrahl auskoppeln kann.

¹ Dies gilt natürlich nur dann, wenn an der linken Grenzfläche keine Auskopplung stattfinden kann. Der Strahl wird dort unter einem Einfallswinkel $\theta = \pi/2 - \theta_3$ reflektiert.

3.2 Ansätze zur Erhöhung der Auskoppeleffizienz

Die entwickelten Verfahren zur Verbesserung der Auskoppeleigenschaften sind historisch bedingt in den Materialsystemen AlGaAs/GaAs und AlGaInP/GaAs untersucht worden. Das Problem der Auskopplung ist bei diesen Materialien auf Grund des hohen Brechungsindex und besonders bei AlGaInP wegen des absorbierenden Substrats besonders schwer wiegend. Ein Teil der vorgestellten Ansätze bedient sich dabei den materialsystemspezifischen Besonderheiten und adressiert dabei speziell die Problematik des absorbierenden Substrats. Huang et al. [25] setzen beispielsweise eine dicke ($d \approx 50 \ \mu m$) transparente GaP-Fensterschicht zwischen aktiver Zone und p-Kontakt ein, die mittels VPE (vapour phase epitaxy) realisiert wird. Im Vergleich zu Bauelementen ohne Fensterschicht, bei welchen nur der obere Auskoppelkegel genutzt werden kann, tragen dann auch die seitlichen vier Auskoppelkegel (allerdings nur zur Hälfte) zur Auskopplung bei. Für InGaN-basierende Leuchtdioden ist das Substrat nicht bzw. nur schwach¹ absorbierend, daher kann dieser Ansatz trivialerweise nicht übertragen werden bzw. ist im letzteren Fall nicht vielversprechend. Dieses Beispiel zeigt, dass die Anwendbarkeit der Konzepte zum Teil auf das jeweilige Materialsystem beschränkt bleibt. Für die Nitride ergeben sich wesentliche Einschränkungen auch deswegen, weil bestimmte Prozesstechnologien nicht verfügbar² oder noch in der Entwicklungsphase stehen³. Weiterhin sind im Hinblick auf die spätere Herstellung natürlich auch Kostenaspekte zu berücksichtigen, die über die Anwendung komplizierter Prozessschritte mitentscheiden. Im Folgenden werden daher einige Ansätze kurz vorgestellt, die zu einer Erhöhung der Auskoppeleffizienz führen.

3.2.1 Transparente Kontakte

Verluste, die durch Kontaktabschattung entstehen, können durch Schichten vermieden werden, die der Stromaufweitung dienen (*current spreading layer*). Wird dieser Ansatz verfolgt, kann die Kontaktfläche kleiner als die Mesa oder Bauelementfläche gewählt werden. Im AlGaInP-Materialsystem kann dies durch die bereits erwähnte Fensterschicht erfolgen, jedoch ist auch für geringere Schichtdicken in der Größenordnung von 2 µm eine Stromaufweitung möglich.

Die Stromaufweitung kann dabei durch ein zweidimensionales Modell beschrieben werden [26], das direkt unterhalb des Kontakts eine konstante Stromdichte $j_{0,c}$ sowie ein

¹ Dies bezieht sich auf die zur Zeit eingesetzten Substrate Saphir und SiC.

² Nitride können auf Grund ihrer chemischen Eigenschaften nur trockenchemisch geätzt werden. Damit stehen z.B. kristallorientierte Ätzverfahren nicht zur Verfügung.

³ Zur Zeit wird an der Ablösung des Substrats mittels Laserablation bei SiC-basierenden LEDs gearbeitet.



Bild 3.3: Bei Verwendung eines transparenten Kontakts kann ein größerer Teil der beiden durch den Kontakt abgeschatteten Bereiche ausgekoppelt werden.

konstantes Potenzial annimmt. Unterhalb des pn-Übergangs herrscht ebenfalls ein konstantes Substratpotenzial $V_{0,s}$. Unter diesen Annahmen kann die Stromdichteverteilung zu

$$j(x) = 2\frac{j_{0,c}}{(x/l_{\rm s} + \sqrt{2})^2}$$
(3.4)

berechnet werden, wobei

$$l_{\rm S} = \sqrt{\frac{\sigma dn_{\rm id} k_{\rm B} T}{j_{0,c} q}} \tag{3.5}$$

die Stromaufweitungslänge bezeichnet. Bei InGaN-basierenden LEDs ist die Stromaufweitung für typische Schichtdicken von d = 300 nm, einer Beweglichkeit μ von 10 $\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ und einer Ladungsträgerdichte von $p = 4 \cdot 10^{17}$ cm⁻³, sowie eines Diodenidealitätsfaktors von $n_{id} = 1.5$ im Bereich von 0.6 μ m bis 1.2 μ m [27]. Die Emission ist daher auf ein sehr kleines Gebiet um den p-Kontakt begrenzt. Da die p-Leitfähigkeit nicht gesteigert werden kann, wird stattdessen eine dünne Vollflächenmetallisierung eingesetzt, die auf Grund ihrer geringen Dicke eine hohe Transmission ($\approx 40\%$ und mehr) besitzt. Eine hohe Querleitfähigkeit und ohmsches Verhalten auf p-GaN sind neben der hohen Transmission dabei nur einige Anforderungen an die Kontaktmetallisierung. Durch die erreichbare Stromaufweitung ist der Flächenanteil der noch verbleibenden Vollmetallisierung so klein, dass ein größerer Anteil der beiden betroffenen Auskoppelkegel extrahiert werden kann (siehe Abbildung 3.3).

3.2.2 Auskopplung an Streuzentren

Ein weiterer Ansatz, geführte Lichtanteile aus dem Chip zu extrahieren, kann mittels Oberflächentexturierung erfolgen [28–31]. Die Auskopplung lateral geführter Moden kann durch Streuzentren an der Oberfläche des Halbleiters erfolgen, welche durch einen trockenchemischen Ätzprozess hergestellt werden. Als Maske kann dabei eine einzelne Lage statistisch verteilter Polystyren-Kügelchen dienen. Der optimale Durchmesser liegt
dabei in der Größenordnung der Materialwellenlänge des zu streuenden Lichtes [32]. Zur Herstellung der Maske wird die Probe in wässrige Lösung getaucht, auf deren Oberfläche Polystyrenpartikel schwimmen. Beim Herausziehen bleibt auf Grund elektrostatischer Anziehungskräfte eine Monolage Polystyren-Kügelchen auf der Oberfläche des Halbleiters haften. Mit Hilfe eines anschließenden Trockenätzprozesses kann die Struktur in den Halbleiter übertragen werden. Mit diesem Verfahren konnten im AlGaAs/GaAs-Materialsystem Quanteneffizienzen von 54% für vergossene und 43% für unvergossene Bauelemente erreicht werden [33]. Derzeit werden auch Bauelemente im AlGaInP-Materialsystem entwickelt. Die demonstrierte Quanteneffizienz liegt derzeit bei 24% für Bauelemente mit einer Emissionswellenlänge von 650 nm [34].

Als weiterer Streumechanismus kann in Materialien mit hoher interner Effizienz das Photonenrecycling [35] genutzt werden. Hierbei werden durch die geführten Moden im Quantenfilm Elektron-Loch-Paare gebildet, die auf Grund der hohen internen Effizienz wieder strahlend rekombinieren. Da der Ausbreitungsvektor des generierten Photons nun wieder alle Raumrichtungen annehmen kann, besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass das generierte Photon in den Auskoppelkegel fällt und damit extrahiert werden kann. Unter optischer Anregung konnte eine Auskoppeleffizienz von 72% demonstriert werden, allerdings ist die starke Abhängigkeit von der internen Effizienz nachteilig [36]. Für InGaN-basierende Leuchtdioden ist der Einsatz dieses Verfahrens wegen der noch zu geringen internen Effizienz und auf Grund der energetischen Verschiebung zwischen



Bild 3.4: Illustration des bei GaAs-basierenden Leuchtdioden eingesetzten Dünnfilmprozess. Der epitaxierte Wafer wird mittels eines Lötprozesses auf einen Träger aufgebracht. Die Spiegelfläche dient meist als ohmscher Kontakt und Spiegel. Das Substrat kann hierbei im Gegensatz zu den Nitriden nasschemisch entfernt werden.

Absorption und Emission (Quantum Confined Stark Effekt¹), welches prinzipiell das energieerhaltende Photonrecycling beschränkt, jedoch fraglich. Durch das Auskoppelprinzip sind unabhängig vom eingesetzten Streumechanismus mehrere Streuereignisse notwendig, was zum Teil lange geometrische Ausbreitungswege verursachen kann. Hierbei spielen ebenfalls Absorptionsverluste eine wesentliche Rolle. Bauelemente dieser Art wurden im Materialsystem AlGaAs/GaAs und AlGaInP/GaAs realisiert, wobei ein Dünnfilmprozess zum Einsatz kommt, um das absorbierende Substrat zu entfernen. Hierbei wird der gesamte LED-Wafer auf der Epitaxieseite metallisiert und auf einen Träger gleicher Größe aufgebracht (siehe Abbildung3.4). Nach dem Lötvorgang wird das absorbierende Substrat nasschemisch entfernt. Das verwendete Metallschichtsystem kann dabei gleichzeitig als Spiegel und Kontakt genutzt werden.

3.2.3 Zirkulare Chipgeometrien

Durch die Verwendung einer radial-symmetrischen Chipgeometrie kann das Problem der Totalreflexion reduziert und die Auskoppeleffizienz erhöht werden. Für Lichtstrahlen, die sich in der Lateralebene ausbreiten, kann das Problem der Totalreflexion ganz vermieden werden. Die Lage des Emissionszentrums innerhalb der Struktur legt dabei fest, ob Totalreflexion auftritt (siehe Abbildung 3.5). Strahlen, die einen kleineren Winkel als $\theta_{\rm C}$ zum Einfallslot der Tangentialebene an die Zylinderoberfläche bilden, können ausgekoppelt werden. Für die in der Ebene liegenden Strahlen ist dies dann der Fall, wenn

$$nr_{\rm act} < r_{\rm dev}$$
 (3.6)

erfüllt ist [37]. Für Strahlen deren Ausbreitungsvektor eine Komponente entlang der Symmetrieachse besitzen, bleibt das Problem der Totalreflexion bestehen. Die vier lateralen Auskoppelkegel des quaderförmigen Chips verschmelzen bei der zirkularen Chipgeometrie zu einem einzigen zylinderförmigen Auskoppelkegel. Geführte Lichtanteile, die außerhalb dieses Auskoppelkegels liegen, besitzen einen Ausbreitungsvektor, dessen Komponente entlang der Symmetrieachse wesentlich größer ist, als in radialer oder polarer Richtung. Diese Anteile können durch eine keilförmige Verjüngung des Wellenleiters extrahiert werden [38]. Beachtet man die Zylindersymmetrie, entsteht aus der Zylinderstruktur ein Kegelstumpf wie in Abbildung 3.6 illustriert ist. Geführte Moden erfahren dabei eine Änderung des Ausbreitungsvektors. Der Einfallswinkel auf die Grenzfläche verringert sich dabei bei jeder Reflexion um den spitzen Winkel τ des Kegelstumpfs. Damit werden zunächst nicht auskopplungsfähige Anteile mit jeder Reflexion sukzessive in den Auskoppelkegel überführt. Bauelemente auf dieser Grundlage wur-

¹ siehe Abschnitt 2.2

den im Materialsystem AlGaAs/GaAs und AlGaInP/GaAs realisiert [39]. Die erreichten Quanteneffizienzen liegen bei 40% bzw. 13% [38], wobei hierbei eine Variante des oben skizzierten Dünnfilmprozesses eingesetzt wird. Technologisch ist die Realisierung eines Kegelstumpfs jedoch anspruchsvoll, da zur Herstellung Lacklinsen verwendet werden, die durch trockenchemisches Ätzen in den Halbleiter übertragen werden. Untersuchungen im AlGaInP-Materialsystem zeigen, dass die Ätzraten der beteiligten Schichten auf Grund ihrer unterschiedlichen Zusammensetzung stark voneinander abweichen, so dass zum Teil eine Stufenbildung im verjüngenden Bereich des Kegelstumpfs nicht vermeidbar ist.

Für auf Saphir basierende LED-Strukturen ist auf Grund der Strukturierungsmöglichkeiten und des vertikalen Brechzahlprofils eine zirkulare Mesa-Strukturierung der Epitaxieschichten mittels trockenchemischen Ätzprozesses interessant, die mit den üblichen technologischen Prozesssierungsschritten realisiert werden kann. Für andere Substrate wie SiC oder GaN ist dieser Ansatz dagegen weniger vielversprechend, da auf Grund der höheren Brechungsindizes kein Wellenleiter durch Substrat, die Epitaxieschicht und das umgebende Medium des Chips gebildet wird.



Bild 3.5: Für in der Ebene liegende Lichtstrahlen kann Totalreflexion vermieden werden, falls das Verhältnis von Durchmesser der aktiven Zone zu Durchmesser des Bauelements kleiner als der Brechungsindex des Halbleiters ist. Dies wird auch als Weierstrass-Bedingung bezeichnet [38].

Bild 3.6: Die Auskopplung von lateral geführten Moden ist bei Verwendung eines Pyramidenstumpfes möglich. Hierbei wird der Einfallswinkel bei jeder Reflexion an der Grenzfläche Halbleiter/Umgebung um den Winkel τ verringert, so dass der geführte Anteil sukzessive in den Auskoppelkegel überführt wird.

3.2.4 Flip-Chip Aufbautechnik

Eng verwandt mit dem Dünnfilmprozess ist die Flip-Chip-Konfiguration, die bei InGaNbasierenden Leuchtdioden verwendet wird [40–42]. Der LED-Chip wird mit der strukturierten und metallisierten Epitaxieseite auf einen Träger aufgebracht. Da sich die beiden in der LED-Herstellung verwendeten Substrate Saphir und Siliziumkarbid nicht nasschemisch ätzen lassen, wird auf das Ablösen des Substrats verzichtet. Wird Saphir-Substrat verwendet, müssen beide Kontakte auf der Epitaxieseite realisiert werden, was den Vorteil hat, dass Kontaktabschattung vollständig vermieden wird.

Daneben können in dieser Anordnung kleine thermische Widerstände zwischen aktiver Zone und Trägermaterial realisiert werden, was sehr große Betriebsströme und Verlustleistungen ermöglicht. Dabei kann die Stromdichte im Vergleich zur klassischen Aufbautechnik um den Faktor zwei gesteigert werden [43]. Als wichtigster Verlustmechanismus werden dabei die Reflexionsverluste am Kontaktmetall angesehen. Während für Ni/Au/Al-basierende Kontakte die Auskoppeleffizienz um ca. 45 % gegenüber der klassischen Aufbauweise erhöht wird, kann durch den Einsatz hoch reflektierender Metalle wie z.B. Silber die Auskoppeleffizienz verdoppelt werden [43]. Günstig ist weiterhin, dass Silber auf p-GaN ohmsches Kontaktverhalten zeigt. Kontakt und Spiegel können daher mit derselben Metallisierung realisiert werden.





Bild 3.7: LED in Flip-Chip-Konfiguration. Wird Saphir als Substrat verwendet, müssen beide Kontakte auf der Epitaxieseite realisiert werden, was die Kontaktabschattung vermeidet.

Bild 3.8: Aufgebaute Flip-Chip-LED. Neben direkter Emission durch das Substrat (1) spielt die Reflektivität des Kontaktmetalls für Strahlen (2) eine wesentliche Rolle. Da Auskopplung durch das Substrat erfolgt, spielen die optischen Eigenschaften der Interface-Schicht zwischen GaN/Saphir ebenfalls eine wichtige Rolle.

3.2.5 Strukturierung des Substrats

Die Auskopplung kann für auf Saphir oder SiC gewachsenen LED-Strukturen auch durch Strukturieren des Substrats verbessert werden. Hierbei sind bislang Untersuchungen zu Leuchtdioden auf SiC vorgestellt worden [44, 45], wobei bei der Vereinzelung der Bauelemente nach Epitaxie und Prozessierung der Wafer keilförmig geformte Sägeblätter verwendet werden, um die Strukturierung des Substrats zur erzielen. Dieser vielversprechende Ansatz verbindet den Vorteil, dass keine zusätzlichen Herstellungsschritte eingesetzt werden müssen.

Modellierung

Anhand eines Simulationsmodells für InGaN-basierende Leuchtdioden soll auf einige Aspekte zum Auskoppelverhalten eingegangen werden [46]. Um einen Vergleich zur konventionellen Chipform zu ermöglichen, wird zunächst die Auskoppeleffizienz dieser Geometrie auf Basis eines Ray-Tracing-Modells dargestellt. Als Grundlage der Simulation dient zunächst die in Abbildung 3.9 dargestellte LED-Struktur. Da die beiden Substrate SiC und Saphir nicht nur unterschiedliche Brechungsindizes aufweisen, sondern auch hinsichtlich ihrer Absorptionseigenschaften differieren, wird die Auswirkung der Substratwahl auf die Auskoppeleffizienz untersucht. Dabei wird vereinfachend die gesamte epitaxierte Schichtstruktur zu einer Einzelschicht zusammengefasst, da die Brechungsindizes der Epitaxieschichten näherungsweise gleich groß sind.

Schicht	n	$\alpha ({\rm cm}^{-1})$	$d \ \mu \mathrm{m}$	$b imes l (\mu { m m}^2)$
Au-Kontakt	1.636	$6 \cdot 10^5$	0.2	50×50
GaN-Schicht [47]	2.5	10-100	2.4	250×250
Substrat SiC [48]	2.77	40	300	300×300
Substrat Saphir ¹	1.7	10	300	300 imes 300

Tab. 3.2: Materialparameter und Geometrien für das Simulationsmodell, wobei eine Emissionswellenlänge von 410 nm angenommen ist.

In Tabelle 3.2 sind die in der Simulation verwendeten Materialparameter und die Geometrie dargestellt, wobei d die Dicke der Schicht, l und b die Länge und Breite der jeweiligen Schicht, α der Materialabsorptionskoeffizient und n den Brechungsindex bezeichnet. Als Näherung für den p-seitig häufig verwendeten Ni/Au-basierenden p-Kontakt

¹ Saphir besitzt einen erheblich kleineren Absorptionskoeffizient. Das Simulationsmodell erfordert für geführte Lichtanteile jedoch einen Absorptionskoeffizient weit größer als Null.

werden die optischen Eigenschaften von Au herangezogen. Im Vordergrund steht bei der folgenden Untersuchung der Einfluss der Materialabsorption. In diesem Bezug ist es günstig von der Modellierung des n-Kontakts abzusehen, da dieser auf Grund der isolierenden Eigenschaften von Saphir auf der Epitaxieseite und bei SiC meist auf Grund der Flächeneinsparung auf der Substratunterseite realisiert wird. Wird der n-Kontakt im Simulationsmodell mit berücksichtigt, ergibt sich im Falle SiC ein Abschattungseffekt, der die Absorptionsverluste überlagert, die durch das Substrat bzw. die GaN-Schicht verursacht werden. Daher ist es günstig, diesen für die Simulation zu vernachlässigen, um den Materialaspekt separieren zu können. Neben der Substratwahl wird als weiterer Parameter die Absorption der GaN-Schicht untersucht, wobei hier eine Emissionswellenlänge von 410 nm angenommen wird¹. Als problematisch erweist sich bei den Materialparametern die Verfügbarkeit geeigneter Daten für den Absorptionskoeffizient der GaN-Schicht. Daher wird der Absorptionskoeffizient als weiterer Parameter behandelt. In Abbildung 3.10 ist die Auskoppeleffizienz als Funktion der GaN-Schichtabsorption dargestellt. Anhand der Simulation Saphir basierender LEDs wird deutlich, dass bereits die fundamentalen Auskoppelkegel merklich durch die Absorption in der GaN-Schicht beeinträchtigt werden. Als Grenze zu niedrigen Schichtabsorptionen ist hierbei die Extraktionseffizienz zu sehen, die erreicht wird, wenn alle sechs Kegel zur Auskopplung beitragen². Für das Substrat SiC ist der wesentliche Verlustmechanismus durch die Absorption des Substrats gegeben, da die Abhängigkeit von der GaN-Schichtabsorption gering ist. Hierbei spielt auch das vertikale Brechzahlprofil eine Rolle. Während bei Saphir-



Bild 3.9: Simulationsmodell für eine konventionelle Chip-Struktur.



¹ Als Motivation dient hierbei der Einsatz von UV-emittierenden LEDs, womit weißes Licht erzeugt werden kann.

² Siehe dazu auch Tabelle 3.1.

basierenden Bauelementen ein dielektrischer Wellenleiter aus Saphir, GaN-Schichten und dem umgebenden Medium gebildet wird und daher ein größerer Anteil in den Epitaxieschichten geführt wird, ist dies bei SiC-basierenden Bauelementen nicht der Fall. Stattdessen führt der höhere Brechungsindex von SiC dazu, dass das Licht sich bevorzugt im Substrat ausbreitet und daher dessen absorbierende Eigenschaften stärker zum tragen kommen. Die Leistungsverteilung entscheidet damit aber auch, wie viel durch die Strukturierung des Substrats gewonnen werden kann. Hierbei spielen die oben gemachten Ausführungen zur Winkeltransformation an schrägen Grenzflächen eine zentrale Rolle, wie am folgenden Beispiel verdeutlicht wird. Hierfür wird eine InGaN-LED-Struktur auf strukturiertem Substrat nach Abbildung 3.11 betrachtet, wobei eine konstante Grundfläche von $200 \times 200 \,\mu\text{m}^2$ eine sinnvolle Annahme für die Simulation darstellt, um einerseits genügend Auflagefläche zu erhalten und andererseits den fertigungstechnischen Möglichkeiten Rechnung zu tragen¹. Der Seitenwinkel τ kann dabei über die Form des Sägeblattes weitgehend eingestellt werden. Die Auskoppeleffizienz wird daher in Abhängigkeit dieses Winkels simuliert. Als Materialabsorptionskoeffizient wird $\alpha = 100 \text{ cm}^{-1}$ angenommen. In Abbildung 3.12 sind die Simulationsergebnisse für beide Substrate dargestellt. Zum Vergleich sind die Auskoppeleffizienzen der konventionellen Chipgeometrie eingezeichnet, um die Effizienzsteigerung zu verdeutlichen. Für $\tau = 64^{\circ}$ wird ein relatives Maximum für das strukturierte Substrat beobachtet. Dabei beträgt die Zunahme der Extraktionseffizienz für SiC-basierende Bauelemente 12% absolut, für Saphir dagegen fällt die Effizienzsteigerung auf Grund der von vornherein besseren Auskoppeleffizienz mit 7.5% geringer aus. Auch bei diesem Ansatz werden



Bild 3.11: Simulationsmodell für das strukturierte Substrat.

Bild 3.12: Auskoppeleffizienz für InGaN-LEDs mit strukturiertem Substrat.

¹ Hierbei ist die kleinste mögliche Größe durch Ausbrüche und auftretende Scherkräfte während des Sägens limitiert.

gezielt Winkeltransformationen eingesetzt, um Lichtanteile zu extrahieren, die nicht in die fundamentalen Auskoppelkegel fallen. Dabei spielt die Absorption im Chip eine zentrale Rolle. Weiterhin ist zu bemerken, dass die hier dargestellten Absolutwerte für die Extraktionseffizienz nur bedingt auf reale Bauelemente übertragbar sind, da durch die Art der Strukturierung im Regelfall eine raue Oberfläche entsteht, die nicht mehr vollständig den Gesetzmäßigkeiten der Totalreflexion unterliegt. Damit können auch nicht auskopplungsfähige Lichtanteile zur externen Quanteneffizienz beitragen. Experimentell lässt sich eine Verdopplung der Effizienz beobachten.

Zusammenfassung

Alle bisher vorgestellten Ansätze versuchen gezielt geführte Lichtanteile durch Reflexion in den Auskoppelkegel zu überführen. Dabei kommt der Verkürzung der optisch zurückgelegten Wegstrecke eine zentrale Bedeutung zu, um die Wechselwirkung mit Schichten gering zu halten, die Verluste verursachen. Dies können Reflexionsverluste an Kontakten wie auch absorbierende Schichten sein, die in der Struktur vorhanden sind.

Um quantitative Aussagen zur Optimierung von Leuchtdioden zu ermöglichen, können Simulationen dienen, die die Auskoppeleffizienz prognostizieren. Meist lassen sich aber nur qualitative Aussagen ableiten, da die zur Modellierung erforderlichen Größen nur unzureichend bekannt sind. Essentielle Bedeutung haben hierbei die Materialabsorption und Mechanismen, die zur Streuung des Lichts führen.

Kapitel 4

Messverfahren zur Bestimmung der Absorptionsverluste

Wie im vorigen Kapitel dargestellt, spielen Streuung und Absorption für Leuchtdioden eine wichtige Rolle. Der Auskopplungswirkungsgrad wird unter ungünstigen Verhältnissen extrem stark von den Absorptionsverlusten beeinträchtigt und führt zu einer maßgeblichen Reduktion des externen Quantenwirkungsgrads. Für das Ausmaß der Wechselwirkung ist die im Halbleiter zurückgelegte Wegstrecke entscheidend. Die bislang vom Materialsystem AlGaAs oder AlGaInP bekannten Lösungsansätze zur Erhöhung der Extraktionseffizienz können nur bedingt auf InGaN-basierenden Leuchtdioden übertragen werden, dies ist hauptsächlich auf die eingeschränkten Prozessierungsmöglichkeiten von GaN, SiC und Saphir¹ zurückzuführen. Zur Zeit werden daher nur einfache Chipgeometrien realisiert, bei denen die internen Absorptionsverluste auf Grund nicht optimierter Auskoppelkegel eine wesentliche Rolle spielen.

Ein weiterer wesentlicher Aspekt ist die Tatsache, dass es bislang wenige Untersuchungen zur Absorption in dem für das Bauelement wichtigen transparenten² Bereich des Halbleiters gibt. Die überwiegende Mehrzahl der Studien beschäftigt sich mit den absorbierenden Eigenschaften von GaN energetisch oberhalb der Bandkante von 3.39 eV [47, 49–51], während es nur einige wenige veröffentlichte Studien gibt, die bis in den transparenten Bereich des Halbleiters reichen [52, 53]. Vergleicht man die Ergebnisse von Brunner et al. [52] für 410 nm mit den Verlusten α_i für InGaN-basierende Laserdioden gleicher Emissionswellenlänge, die veröffentlicht wurden, ist eine große Diskrepanz festzustellen. Die Absorptionsverluste werden von Nakamura et al. mit 37 cm⁻¹ angegeben, von Abare et al. werden 54 cm⁻¹ berichtet, was tendenziell auf einen niedrigeren Materialabsorptionskoeffizienten deutet. Es ist zu vermuten, dass im transparenten Bereich auch die Defektstruktur des GaN die Absorption beeinflusst und damit auch möglicherweise ein Zusammenhang zum Wachstumsverfahren gegeben ist.

Die Verfahren zur Bestimmung der Absorptionsverluste lassen sich in zwei Gruppen einteilen, dies sind Methoden, die die Bestimmung der Verluste am Bauelement selbst

¹ Die Ursache hierfür ist die chemische Inertheit von Saphir bzw. GaN.

² Als transparent wird wegen des kleineren Absorptionskoeffizienten der Bereich energetisch unterhalb der Bandkante bezeichnet.

ermöglichen und Verfahren, die zur Charakterisierung von Einzelschichten verwendet werden.

Bauelementspezifische Verfahren besitzen den Vorteil, dass eine quantitative Analyse der Absorption möglich ist und dabei die Verhältnisse im Betriebsmodus untersucht werden können. Nachteilig ist hierbei, dass eine Identifikation von einzelnen Absorptionsmechanismen meist nicht möglich ist. Beiträge einzelner Schichten können nur indirekt (durch die Herstellung entsprechend variierter Schichtzusammensetzungen) quantifiziert werden. Ein sehr gebräuchliches Verfahren, um interne Verluste zu bestimmen, stellt die Methode der Längenvariation von Laserdioden dar. Die Verluste können aus der Auftragung des reziproken differenziellen Quantenwirkungsgrads als Funktion der Laserlänge ermittelt werden [24], wobei hierzu allerdings entsprechende Bauelemente mit unterschiedlicher Länge und sonst gleichen Eigenschaften verfügbar sein müssen. Nachteilig ist, dass dieses Verfahren die Herstellung von Lasern im untersuchten Material erfordert¹, die sich in Bezug auf den Schichtaufbau von Leuchtdiodenstrukturen unterscheiden, was ganz wesentliche Auswirkungen auf die Wellenführung und damit die Wechselwirkung mit absorbierenden Schichten hat. Problematisch ist also auch der Transfer des gewonnenen Absorptionskoeffizienten auf andere Bauelementstrukturen.

Die zweite Kategorie stellen Verfahren dar, die auf experimentelle Aufbauten zurückgreifen. Beispiele sind die Photothermische Deflektionsspektroskopie (PDS) oder auch Transmissions- bzw. Reflexionsmessverfahren. Eine quantitative Bestimmung der Absorptionsverluste an Bauelementstrukturen mit Hilfe dieser Methoden ist dabei problematisch, da die Messgröße meist keine gute Separation der einzelnen Absorptionskoeffizienten zulässt. Der Einsatz dieser Verfahren bleibt daher auf die Charakterisierung von Einzelschichten beschränkt. Zur Modellierung der Bauelement-Absorption werden die Absorptionseigenschaften der Einzelschichten herangezogen. Dieses Vorgehen erweist sich in der Praxis ebenfalls als nicht unproblematisch, weil sich die Materialeigenschaften der Einzelschichten beim Wachstum von kompletten Bauelementstrukturen verändern können².

Wünschenswert ist daher ein Verfahren, das eine Absorptionsbestimmung direkt an Leuchtdiodenstrukturen ermöglicht. Ziel dieser Arbeit ist es, ein derartiges Verfahren zu entwickeln. Dabei kommt dem Verständnis der lateralen Wellenausbreitung in InGaNbasierenden Leuchtdiodenstrukturen eine zentrale Rolle zu. Begleitend zu diesem Messverfahren werden klassische Methoden zur Bestimmung der Materialabsorption herangezogen, um ein vollständiges Bild der Absorptionsverhältnisse zu gewinnen.

¹ Dies ist im Materialsystem InGaN besonders schwierig.

² Bei den Nitriden spielt die durch die Epitaxie auf Fremdsubstraten verursachte Verspannung eine entscheidende Rolle.

4.1 Integriertes Wellenleiterexperiment

Das zur Charakterisierung der Absorptionsverluste verwendete Verfahren ist ein integriertes optische Wellenleiterexperiment, welches in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt ist. Im Gegensatz zu konventionellen Verfahren wird die Schichtstruktur selbst als Anregungsquelle, Messobjekt und Detektor verwendet. Die zu untersuchende LED-Schichtstruktur wird dazu mit Hilfe üblicher Methoden¹ die bei der LED-Herstellung verwendet werden, strukturiert. Das Kernstück des Experiments bildet ein Wellenleiter, an dessen Stirnseiten sich jeweils eine Struktur befindet, die als Emitter oder Detektor betrieben werden kann. Für ein einzelnes Segment der Länge l ist der zu erwartende Zusammenhang zwischen Photostrom I_D und optischer Anregungsleistung P_E des Emitters

$$I_{\rm D} = G K_2 K_1 P_{\rm E} \mathrm{e}^{-\alpha l} \qquad (4.1)$$

wobei K_j mit j = 1, 2 die zwischen Emitter und Wellenleiter, bzw. zwischen Detektor und Wellenleiter auftretenden optischen Verluste beschreibt. G ist eine Konstante, in die z.B. die Empfindlichkeit des Detektors eingeht. Grundlage der Analyse der Materialabsorption α bildet die Untersuchung des Photostroms als Funktion der Wellenleiterlänge l. Dazu werden mehrere gleichartige Segmente mit verschiedenen Längen l verwendet, wobei Emitter und Detektor geometrisch gleich ausgelegt werden, damit gewährleistet ist, dass die Kopplungskonstanten K_j bei den jeweiligen Segmenten gleich groß sind.



Bild 4.1: Wellenleitersegment zur Bestimmung der Absorptionsverluste bei der Emissionswellenlänge der LED. Die Struktur besteht aus Emitter, einem Wellenleiter und einem Detektor.

¹ Anhang B gibt einen Überblick über die Herstellungsschritte, die an [54] angelehnt sind.

Um aus (4.1) den Absorptionskoeffizienten zu bestimmen, muss darüber hinaus bei jeder Struktur der selbe Strom eingeprägt werden. Für jedes Segment bildet die Wellenleiterlänge und der bestimmte Photostrom einen Datenpunkt. In einer logarithmischen Darstellung wird nach (4.1) ein linearer Zusammenhang zwischen dem Photostrom und der Wellenleiterlänge erwartet, wobei die Steigung proportional zum Materialabsorptionskoeffizienten ist.

Experimentelle Ergebnisse zeigen jedoch ein ganz anderes Bild. Exemplarisch ist die im Wellenleiter geführte Leistung als Funktion der Wellenleiterlänge in Abbildung 4.2 dargestellt, die typisch für die untersuchten InGaN-LED-Schichtstrukturen ist. Eine rein exponentielle Abhängigkeit kann nur abschnittsweise mittels Asymptoten definiert werden, wobei eine Zuordnung zu Materialeigenschaften ohne ein fundiertes Verständnis der Lichtausbreitung nicht möglich ist. Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit besteht daher darin, die Ursachen für derartige Intensitätsverläufe zu klären. Dies wird durch verschiedene Modelle und abgestimmte Experimente systematisch untersucht, auf die in den Kapiteln 5 und 7 eingegangen wird.

Zunächst sollen jedoch einige Überlegungen zur Durchführung des Wellenleiterexperiments durchgeführt werden, die das geometrische Design und die Wellenführung betreffen. Im Anschluss werden die elektrischen und optischen Eigenschaften der aktiven Elemente, Detektor und Emitter untersucht, mit dem Ziel, einige physikalische Besonderheiten die das Materialsystem InGaN aufweist, als mögliche Ursache für die nichtexponentiellen Zusammenhänge auszuschließen.



Bild 4.2: Geführte Leistung im Wellenleiter als Funktion der Wellenleiterlänge *l*. Zwischen Intensität und Wellenleiterlänge wird nach (4.1) bei logarithmischer Darstellung ein linearer Zusammenhang erwartet, der im Experiment nicht auftritt. Für einzelne Abschnitte können Asymptoten angegeben werden. Die Ursache für dieses Verhalten und der Zusammenhang zur Materialabsorption wird in den Kapiteln 5 und 7 systematisch analysiert.

4.1.1 Gestaltung des integrierten Wellenleiterexperiments

Elektrische und optische Anforderungen legen die Geometrie und damit die erforderlichen Prozessschritte fest, die zur Herstellung integrierter Wellenleiter benötigt werden. Auf die Anforderungen wird im Folgenden eingegangen:

• Elektrische Anforderungen

Da sich der pn-Übergang längs des gesamten Wellenleiters erstreckt und das vorhandene elektrisches Feld zur Trennung der durch Absorption verursachten Ladungen führt, muss der Wellenleiter von der Detektorstruktur elektrisch getrennt werden. Dies kann z.B. durch eine Mesa-Strukturierung erfolgen, die jedoch zu zwei Halbleiter-Luft-Grenzflächen und damit verbundenen Kopplungsverlusten führt. Wird jedoch nur die an der Oberfläche liegende Seite der pn-Diode unterbrochen, besteht weiterhin eine optische Verbindung zwischen Detektor und Wellenleiter über den in diesem Bereich nicht entfernten GaN-Puffer. Bei InGaN-LEDs bleibt die mögliche Dicke der p-dotierten Schicht aus Wachstumsgründen auf ca. 300 nm limitiert. Damit kann der Graben zwischen den Strukturen im Vergleich zur gesamten Epitaxiedicke (ca. 2-4 μ m) klein gehalten werden. Da damit auch die Störung der Wellenleiterdicke klein ist, sind die Kopplungsverluste minimal. Die Trennung des Emitters und des Wellenleiters durch eine Mesa-Strukturierung ist nicht unbedingt erforderlich, wenn die Stromaufweitung unter dem Kontakt klein ist. Für das Materialsystem InGaN ist die p-Leitfähigkeit sehr viel kleiner als die n-Leitfähigkeit¹, damit können Emitter und Wellenleiter elektrisch verbunden bleiben. Zur Überprüfung der Homogenität ist es jedoch von Vorteil, Emitter und Detektor geometrisch gleich auszulegen, weil dann Emitter und Detektor vertauscht werden können. Dies ermöglicht einen zweiten unabhängigen Datenpunkt für jedes Segment.

Optische Anforderungen

- Einkopplung und laterale Führung

Um möglichst viel Leistung in den Wellenleiter einzukoppeln, wird der Wellenleiter im Vergleich zu üblichen Rippenwellenleitern breit ausgeführt (Breite: 100 μ m). Die laterale Wellenführung wird durch die Totalreflexion an der Grenzfläche Halbleiter-Luft erreicht. Die theoretische Modellierung macht es erforderlich, dass die Mesa-Strukturierung bis auf das Substrat durchgeführt wird. Damit wird gewährleistet, dass die Welle auf den strukturierten Bereich limitiert bleibt.

¹ siehe Abschnitt 3.2.1

- Vertikale Führung

Da GaN im gesamten transparenten Bereich einen größeren Brechungsindex als Saphir besitzt, ergibt sich ein natürlicher Wellenleiter, der aus dem umgebenden Medium (hier Luft), der GaN-Schicht und Saphir gebildet wird. Die Führung der Welle basiert genau auf diesem Brechzahlprofil. Da das Substrat SiC einen größeren Brechungsindex als GaN besitzt, gibt es für SiC keinen vergleichbaren Wellenleiter. Damit ist auch die Anwendbarkeit des Verfahrens nur bedingt möglich, weil zur Führung der Wellen weitere epitaktische Schichten vorzusehen sind.

Die erforderlichen Prozessschritte sind identisch mit dem des üblichen LED-Prozesses. Die einzelnen Prozessschritte sind in Anhang B dargestellt.

4.1.2 Eigenschaften der aktiven Elemente

Die elektrischen und optischen Eigenschaften InGaN-basierender Photodetektoren weisen materialsystemspezifische Besonderheiten auf, die bei der Evaluation des Photostroms zu berücksichtigen sind. Daher werden zunächst einige Untersuchungen zum *IU*-Verhalten und der spektralen Empfindlichkeit vorgestellt.

Die in Abbildung 4.3 dargestellte IU-Kennlinie einer InGaN-basierenden Detektorstruktur kann in drei Bereiche eingeteilt werden. Für Spannungen unterhalb der Flussspannung $U_{\rm F}$ kann die Kennlinie durch

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qU}{n_{\rm id}k_{\rm B}T}\right) \tag{4.2}$$

beschrieben werden, wobei q die Elementarladung, $k_{\rm B}$ die Boltzmannkonstante und T die absolute Temperatur bezeichnen. $n_{\rm id}$ ist dabei der Idealitätsfaktor der Diode und I_0 der Sperrstrom. Es treten unter $U_{\rm F}$ zwei unterschiedliche Idealitätsfaktoren auf. Der Faktor $n_{\rm id} = 3$ liegt etwas über dem Faktor 2, der Rekombination in der Raumladungszone [55] beschreibt. Mit zunehmender Spannung ist allerdings eine Vergößerung ($n_{\rm id} = 6$) des Idealitätsfaktors verbunden, was auf eine Veränderung des Transportmechanismus schließen lässt. Werte zwischen 6 und 7 werden üblicherweise Tunnelströmen zugeordnet [56–58]. Für große Spannungen wird die Kennlinie durch einen Serienwiderstand $R_{\rm S}$ bestimmt, welcher aus der Steigung ermittelt werden kann. Dieser betragsmäßig große Serienwiderstand von 2.8 k Ω steht dabei in Relation zur realisierten Strukturgröße¹.

¹ Der auf die Kontaktabmessungen ($20 \times 100 \ \mu m^2$) bezogene Widerstand ist etwa $5.6 \cdot 10^{-2} \ \Omega cm^2$.

Die Kennlinie in Sperrrichtung ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Für Spannungen größer als U = 4 V ist eine Sperrstrom zu beobachten, der sich durch

$$I = I_0 \frac{U}{U_0}^{5.2} \tag{4.3}$$

mit $I_0 = 5.1 \cdot 10^{-11}$ A und $U_0 = 4$ V beschreiben lässt, welcher wahrscheinlich durch einen Stromfluss über die trockenchemisch geätzte Mesa-Oberfläche verursacht wird. Im Ersatzschaltbild (siehe Abbildung 4.5) kann dieser Strom durch einen spannungsabhängigen Parallelwiderstand $R_{\rm P}$ modelliert werden

$$R_{\rm P} = I_0^{-1} U_0^{-5.2} U^{-4.2} \qquad . \tag{4.4}$$

In Folge dessen wird auch der Detektorstrom Funktion der Spannung, was bei der Auswertung berücksichtigt werden muss. Der Photostrom öffnet die Diode bis zur Flusss-



Bild 4.3: *IU*-Kennlinie des Detektors in Flussrichtung. Die Diodenkennlinie lässt sich für kleine Ströme durch einen Idealitätsfaktor von $n_{\rm id} = 3$ beschreiben, der etwas über $n_{\rm id} = 2$, was Rekombination in der Raumladungszone bedeutet, liegt. Bis etwa zu $U_F = 3.3$ V ist der Idealitätsfaktor etwa $n_{\rm id} = 6$, danach bestimmt der Serienwiderstand $R_{\rm S} = 2.8$ k Ω die Kennlinie.

Bild 4.4: *IU*-Kennlinie des Detektors in Sperrrichtung. Das Verhalten kann durch $I = I_0 (U/U_0)^{5.2}$ beschrieben werden. Wird $U_0 = 4$ V gewählt, ist $I_0 = 5.1 \cdot 10^{-11}$ A. Unter U = 4 V wird die gemessene Kennlinie durch die Detektionsgrenze $(I_{\min} \approx 10^{-10} \text{ A})$ des Messplatzes bestimmt.



Bild 4.5: Ersatzschaltbild für den Detektor. Der Photostrom wird durch die Stromquelle $I_{\rm P}$ beschrieben. Der Serienwiderstand ist $R_{\rm S} = 2.8 \ \mathrm{k}\Omega$ (siehe Abbildung 4.3). In Rückwärtsrichtung wirkt der Parallelwiderstand $R_{\rm P} = I_0^{-1} U_0^{-5.2} U^{-4.2}$ nach Abbildung 4.4. Abhängig vom Strombereich ändert sich der Idealitätsfaktor der Diode von $n_{id} = 3$ nach $n_{id} = 6$.

pannung $U_{\rm F}$, es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Photostrom und Vorwärtsstrom durch die Diode ein (siehe Abbildung 4.6). Neben diesem Parallelwiderstand spielt aber auch die Ausrichtung der Bandstruktur in Sperrrichtung eine Rolle. Dies wird in Abbildung 4.7 deutlich, in der der Photostrom für verschiedene Wellenleiterlängen dargestellt ist. Für den kürzesten Wellenleiter ist der Photostrom um ca. 2 Größenordnungen größer als der Leckstrom, der durch den Parallelwiderstand fließt. Für kleine Wellenleiterlängen muss der Parallelwiderstand also nicht berücksichtigt werden, für lange Wellenleiter schränkt der Leckstrom den möglichen Spannungsbereich ein, bei dem der Strom durch den Detektor die tatsächlichen Intensitätsverhältnisse widerspiegelt.

Weitere Einschränkungen ergeben sich durch das Auftreten des Quantum Confined Stark Effekts (QCSE, siehe Abschnitt 2.2). Dieser verursacht, dass die Bandstruktur ohne extern angelegte Spannung verkippt ist. Eine negative Spannung führt zum Ausrichten der Bandstruktur. Dem internen Feld, das durch den QCSE verursacht wird, wirkt im Fall angelegter negativer Spannung das damit verbundene Feld entgegen. Dies bewirkt eine Rotverschiebung der Absorptionskante des Detektors und damit eine größere Zustands-



Bild 4.6: *IU*-Kennlinien des Detektors mit und ohne Photostrom. Im unbeschalteten Zustand (I = 0, siehe Abbildung 4.5) öffnet der Photostrom $I_{\rm P}$ die Diode bis zur Flussspannung $U_{\rm F}$. Dort stellt sich ein Gleichgewicht zwischen generierten und rekombinierenden Ladungsträgern ein.



Bild 4.7: Photostrom des Detek-InGaN-basierende LEDtors für Strukturen. Abhängig von der angelegten Sperrspannung findet eine Bandausrichtung des ohne Spannung verkippten Bandverlaufs im Quantenfilm statt. Zu größeren Sperrspannungen wird das interne Feld überkompensiert und der Photostrom nimmt ab.

dichte, die bei der Emissionswellenlänge des Emitter wirksam wird. Dies erhöht den Absorptionskoeffizienten innerhalb der Detektorstruktur und damit den Photostrom. Bei der dargestellten Probe S297 (Abbildung 4.7) besteht die aktive Zone aus fünf entkoppelten Quantenfilmen. Es ist zu vermuten, dass die drei angedeuteten Strommaxima jeweils einem Quantenfilm der Struktur zuzuordnen sind. Untersuchungen an Strukturen die am Institut hergestellt wurden, zeigen, dass die zuerst gewachsenen Quantenfilme nicht an der Emission beteiligt sind [27]. Dies könnte das Auftreten von nur drei Maxima erklären, wobei aber auch ein Zusammenfallen zweier oder mehrerer Maxima nicht ausgeschlossen werden kann.

4.1.3 Spektrales Verhalten

Der QCSE hat zwei Auswirkungen auf das optische Wellenleiterexperiment, die anhand von Abbildung 4.8 verdeutlicht werden können. Dargestellt ist die spektrale Empfindlichkeit des Detektors, die durch monochromatische externe Anregung der LED-Struktur bestimmt wurde. Der Photostrom setzt im Vergleich zur Emissionswellenlänge erst bei kürzeren Wellenlängen ein. Der durch das integrierte Wellenleiterexperiment bestimmte Absorptionskoeffizient stellt prinzipiell eine spektrale, über das spontane Emissionsspektrum gemittelte Größe dar. Durch den QCSE erfahren jedoch kurzwellige Anteile des Emissionsspektrums eine stärkere Gewichtung, was die spektrale Mittelung der Absorptionseigenschaften zu höheren Energien verschiebt.

Für den Bereich des Wellenleiters ist das Auftreten des QCSE jedoch wesentlich wichtiger. Die Absorption die durch die zweidimensionale Zustandsdichte der Quantenfilme verursacht wird, kommt erst bei höheren Energien zum tragen. In Kapitel 5.3.1 wird



Bild 4.8: Spektrales Verhalten des Detektors (Photostrom als Funktion monochromatischer Anregung) und des Emitters (Elektrolumineszenz). Der QCSE bewirkt eine Verschiebung zwischen Absorptions- und Emissionswellenlänge. Dieser Effekt bewirkt, dass die Absorptionseigenschaften des kurzwelligen Lichts verstärkt in den Photostrom eingehen und verschiebt damit die spektrale Mittelung gegenüber dem Emissionsspektrum zu höheren Energien.

gezeigt, dass eine nicht-exponentielle Intensitätsverteilung auch durch eine dünne, absorbierende Schicht verursacht werden kann. Da der Quantenfilm in fast allen Materialsystemen eine große Zustandsdichte bei der Emissionswellenlänge und damit stark absorbierend wirkt, kommt dieser bei dem vorgestellten Modell zunächst als Ursache in Frage. Auf Grund des QCSE sind diese Zustände im Materialsystem InGaN/GaN¹ zu höheren Energien verschoben und die Absorption des Films setzt erst bei sehr viel kürzeren Wellenlängen ein. Damit kann der Quantenfilm als Absorptionsmechanismus später als mögliche Ursache für den nicht-exponentiellen Intensitätsverlauf ausgeschlossen werden.

Die Energiedifferenz zwischen Emission und Absorption des Quantenfilms hängt von der Emissionswellenlänge selbst ab, und wird durch die Verspannung des Quantenfilms festgelegt². Die Differenz zwischen Emission und Absorption beträgt für $In_{0.1}Ga_{0.9}N$ etwa 100 meV [59].

¹ Hierbei ist Wachstum auf der *c*-Achse angenommen.

² Dies gilt zumindest für einen kleinen Indium-Anteil in der aktiven Zone, für den die Phasenseparationseffekte von Indium vernachlässigbar sind.

4.1.4 Klassifizierung möglicher Rückreflexionen vom Substrat

Ein weiterer Effekt, der betrachtet werden muss, sind mögliche Rückreflexionen vom Saphir-Substrat. Da nach der Separation der Substrate nur die Epitaxieseite poliert wird, weist die Rückseite des Substrats eine raue Oberfläche auf, die durch das Sägen des Einkristalls hervorgerufen wird. Diese Seite kann durch ihre Morphologie zu Streuung von Substratmoden führen und damit zu einer erneuten Einkopplung von nicht geführtem Licht in den Wellenleiter. Prinzipiell ist ein Beitrag von Substratmoden zum Photostrom auch bei einer polierten Grenzfläche möglich, da auf Grund der unvermeidbaren Auflage der Probe und den damit verbundenen Störungen an der Grenzfläche eine Modenmischung nicht vollständig auszuschließen ist. Da die mittlere Rauheit wesentlich größer als die Wellenlänge des emittierten Lichts ist, können klassische Störungsansätze zur Modellierung nicht herangezogen werden. Daher wird dieser Sachverhalt auf experi-



Bild 4.9: Intensitätsverteilung der Probe S274 gemessen auf einem Saphir-Einkristall (siehe Abbildung 4.10) und auf einer Aluminium-Unterlage.



Bild 4.10: Anordnung zur Messung des Photostroms auf einem Saphir-Einkristall. Zur optischen Kopplung zwischen Saphir-Substrat und Saphir-Einkristall wird Diiodmethan verwendet, dass etwa den selben Brechungsindex von $n \approx 1.7$ im Bereich der Emissionswellenlänge besitzt.

mentellem Weg untersucht. Dazu werden gezielt die Streueigenschaften der Substratunterseite modifiziert.

In Abbildung 4.9 sind dazu zwei Messungen des Intensitätsverlaufs an der Probe S274 dargestellt (I = 10 mA). Die Referenzmessung wurde dabei auf einem Aluminium-Probentisch durchgeführt. Die anschließende Messung der selben Probe wurde bei sonst identischen Bedingungen auf einem Saphir-Einkristall durchgeführt (siehe Abbildung 4.10). Um die Grenzflächenrauheit zu umgehen, wurde Diiodmethan zwischen der Probe und dem Einkristall aufgetragen. Die gute Benetzung, sowie der fast identische Brechungsindex bei der Emissionswellenlänge der Probe ermöglichen eine sehr gute optische Kopplung. Da die reflektierende Grenzfläche extrem weit von der Wellenleiterstruktur entfernt ist, kann ein nennenswerter Beitrag zum Photostrom in dieser Konfiguration ausgeschlossen werden. Der in Abbildung 4.9 dargestellte Intensitätsverlauf bleibt jedoch gleich, daher kann davon ausgegangen werden, dass der Beitrag des Streulichts zum Photostrom vernachlässigbar gering ist. Auf Grund dessen wurden alle weiteren durchgeführten Messungen auf einer Aluminiumunterlage durchgeführt.

Diese experimentellen Ergebnisse werden durch zwei theoretische Betrachtungen gestützt. In Abschnitt 7.4.3 wird gezeigt, dass der größte Teil der optischen Leistung in Filmwellen geführt wird. In Substratmoden wird auf Grund der schlechten Kopplung zwischen Emitter und Mode weniger Leistung eingekoppelt. Damit fällt auch der potenzielle Beitrag zum Photostrom geringer aus. Wesentlich entscheidender ist aber die unterschiedliche Wellenführung. Während bei einer Mode im Wellenleiter mit rechteckigem Querprofil die Leistung pro Fläche konstant bleibt, verteilt sich die Leistung bei einer Substratmode auf Grund der fehlenden lateralen Führung auf einer Zylinderoberfläche¹. Auf Grund der bei Substratmoden zusätzlich auftretenden $1/\rho$ -Abhängigkeit ist der Beitrag dieser Moden nach kurzer Ausbreitungsstrecke² ρ vernachlässigbar.

4.2 Photothermische Deflektionsspektroskopie

Als weiteres Verfahren zur Bestimmung der Absorptionsverluste wird die Photothermische Deflektionsspektroskopie (PDS) eingesetzt. Ein entscheidender Vorteil dieser Messmethode ist die hohe Empfindlichkeit, die bei konkurrierenden Messverfahren nicht erreicht wird. Während durch Messungen der Transmission auf Grund der Messfehler eine Bestimmung des Absorptionskoeffizienten nur bis zu $\alpha d = 10^{-2}$ möglich ist, können durch Einsatz der PDS wesentlich kleinere Absorptionskoeffizienten bestimmt werden.

¹ Auf diesen Sachverhalt wird in Abschnitt 6.1 eingegangen.

 $^{^2}$ ρ bezeichnet hierbei die Ausbreitungsstrecke in Zylinderkoordinaten.

Die experimentelle Grenze liegt etwa bei $\alpha d = 10^{-7}$ [60]. Da die mögliche Schichtdicke d durch die Heteroepitaxie von GaN auf Saphir oder SiC auf wenige Mikrometer begrenzt bleibt, eröffnet sich durch den Einsatz der PDS die Bestimmung kleiner Materialabsorptionskoeffizienten. Im Folgenden wird daher kurz auf dieses leistungsfähige Messverfahren eingegangen.

4.2.1 Experimenteller Aufbau

Ein schematischer Aufbau ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Aus dem Spektrum einer Xenon-Hochdrucklampe wird ein monochromatischer Anregungsstrahl gewonnen, welcher mittels einer Optik auf die Probe abgebildet wird. Die Probe selbst befindet sich in einer Küvette, die mit einem Detektionsmedium gefüllt ist. Durch Absorption wird ein Bruchteil der optischen Anregung in Wärmeenergie umgewandelt. Dies führt zu einem Temperaturanstieg der Probe und zu einem Energieaustausch mit dem umgebenden Detektionsmedium. In Folge dessen bildet sich ein Temperaturgradient aus. Das Detektionsmedium muss einen temperaturabhängigen Brechungsindex aufweisen, damit der Temperaturgradient zu einer Brechungsindexänderung führt. Zur Detektion wird ein Laserstrahl verwendet, welcher entlang der Oberfläche der Probe streift. Dieser erfährt durch das Brechungsindexprofil des Detektionsmediums eine Ablenkung. Eine Vier-Quadranten-Photodiode wird zur Detektion der Ablenkung eingesetzt.

Gebräuchliche Detektionsmedien sind vollständig fluoriertes Hexan (C_6F_{14}) und Tetrachlorkohlenstoff (CCl_4), die im sichtbaren Spektralbereich transparent sind. Die in die-



Bild 4.11: Schematischer Aufbau des Messplatzes zur Photothermischen Deflektionsspektroskopie. Der Messplatz besteht aus einem Anregungszweig, in dem der monochromatische Anregungstrahl gewonnen wird und aus einem Detektionszweig, in dem die Ablenkung des Laserstrahls gemessen werden kann. Zur Bestimmung der sehr kleinen Ablenkung wird ein Lock-In-Amplifier eingesetzt, der im Anregungsteil einen Chopper erfordert. Die Emissionswellenlänge lässt sich über einen PC mit Schrittmotorsteuerung einstellen.

ser Arbeit gemachten Messungen wurden mit Tetrachlorkohlenstoff durchgeführt, dessen Brechungsindex stark von der Temperatur abhängig ist $(\partial n/\partial T = 8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1})$. Zur Erzielung einer möglichst großen Ablenkung muss die verwendete Lichtquelle eine hohe spektrale Leistungsdichte besitzen. Dies ist insbesondere für sehr schwach absorbierende Materialien wichtig. Da die spektrale Leistungsdichte der Anregungsquelle nicht konstant ist, muss dies bei der Messung berücksichtigt werden und kann mittels einer Referenzmessung von Graphit erfolgen. Dabei wird vorausgesetzt, dass die gesamte optische Leistung absorbiert wird und die Ablenkung sättigt. Das Verhältnis Messung Probe zu Messung Graphit stellt dabei die Größe dar, die unabhängig von der Anregungsleistung ist und zur Auswertung herangezogen wird.

Neben diesen ganz allgemeinen Ausführungen zum Messverfahren sind zum Aufbau des Messplatzes in Verbindung mit dem Einsatzzweck weitere Aspekte zu berücksichtigen, die kurz angesprochen werden sollen.

Für den Spektralbereich von 300 nm bis 1000 nm ist eine Anregungsquelle mit großem UV-Anteil wünschenswert. Daher wird im bestehenden Messplatz eine Xenon-Lichtquelle eingesetzt, die allerdings auch Nachteile im Vergleich zu Halogenlampen besitzt. Ein Problem tritt dabei in Verbindung mit der Positioniergenauigkeit des verwendeten Monochromators auf. Da zur Messung einer Probe immer eine weitere Referenzmessung erforderlich ist, wird eine konkrete Wellenlänge zweimal angefahren. Die Positioniergenauigkeit liegt bei dem verwendeten Monochromator HR 250 der Fa. Ivon Jobin etwa bei 0.01 nm. Trotz hoher Genauigkeit können sich die im Lampenspektrum auftretenden atomaren Übergänge problematisch erweisen, da die spektrale Halbwertsbreite der Übergänge klein und die Leistungsdichte groß ist. Das Auftreten von diskreten Übergängen kann durch Gaszusammensetzung und -druck der Lampe beeinflusst werden. Als Anregungsquelle wird daher eine Hochdrucklampe verwendet. Allerdings weist das in



Bild 4.12: Spektrum der verwendeten Xenon-Hochdrucklampe.

Abbildung 4.12 dargestellte Spektrum der verwendeten Xenon-Lampe trotzdem isolierte Übergänge auf.

Das Detektionsystem besteht aus einem 633 nm -HeNe-Laser und einer Vier-Quadranten-Photodiode. Hierbei ist zu beachten, dass der Laserstrahl fokussiert werden muss, damit der Strahldurchmesser kleiner als das sich ausbildende Brechzahlprofil wird. Eine weitere Linse bildet das divergente Licht auf die Vier-Quadranten-Photodiode ab. Da die Ablenkung selbst sehr klein ist, wird das Differenzsignal zweier in der Ebene der Ablenkung liegender Dioden gebildet und mittels eines Lock-In-Verstärker des Typs PerkinElmer 7265 ausgewertet. Dabei wird der Anregungsstrahl periodisch mit Hilfe eines Choppers moduliert. Chopperfrequenzen um ca. 10 Hz sind dabei üblich, da die Stationarität des Brechzahlprofils gewährleistet sein muss. Der Monochromator verfügt über eine Schrittmotorsteuerung. Über sie kann die Anregungswellenlänge mittels eines PCs und entsprechender Software eingestellt werden.

4.2.2 Ausbildung des Brechungsindexprofils und Detektion

Zur Bestimmung der Absorption wird das Ablenkungssignal S_{PDS} als Funktion der Wellenlänge herangezogen. Die Ablenkung kann mittels eines einfachen theoretischen Modells beschrieben werden, welches die Linearität zwischen absorbierter optischer Leistung und Ablenkung aufzeigt.

Ausgangspunkt ist die Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k_{\rm m}}{\rho_{\rm m} c_{\rm m}} \Delta T + \frac{1}{\rho_{\rm m} c_{\rm m}} w \qquad , \tag{4.5}$$



Bild 4.13: Skizze zum Modell, das zur Berechnung des Temperaturprofils betrachtet wird. Die in der Probe thermisch absorbierte Leistung erzeugt im mit Tetrachlorkohlenstoff gefüllten Küvettenraum ein Temperaturprofil, das eine Änderung des Brechungsindex hervorruft. Das resultierende Brechzahlprofil kann mittels eines Laserstrahls detektiert werden. wobei $k_{\rm m}$ die thermische Leitfähigkeit, $c_{\rm m}$ die spezifische Wärmekapazität und $\rho_{\rm m}$ die Dichte des Mediums bezeichnen. Durch den Term w wird die im Volumen dV durch Absorption verursachte Wärme dQ erfasst. Die Temperatur T wird als Temperaturdifferenz zur Umgebungstemperatur aufgefasst.

Da die Anregung der Probe mit der Frequenz ω des Choppers stattfindet, kann für T ebenfalls eine harmonische Zeitabhängigkeit angenommen werden

$$T = T_0 \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega \mathrm{t}} \qquad (4.6)$$

Damit kann man (4.5) separieren. Vereinfachend wird im Folgenden nur ein eindimensionales Modell vorgestellt und dient zur Darstellung prinzipieller Zusammenhänge, detailliertere Untersuchung zum Temperaturprofil und der Detektion wurden von Jackson et al. [60] veröffentlicht. Die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung lautet somit

$$i\omega T_0 = \frac{k_{\rm m}}{c_{\rm m}\rho_{\rm m}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} T_0(x) + \frac{w_0(x)}{c_{\rm m}\rho_{\rm m}} \qquad (4.7)$$

Nach dem Absorptionsgesetz gilt für die Intensität I(x)

$$\frac{\mathrm{d}I(x)}{\mathrm{d}x} = -\alpha I(x) \tag{4.8}$$

Der Bruchteil $\alpha I(x)$ wird also auf der Strecke dx in Wärme umgesetzt und ist damit bis auf den Querschnitt A des Anregungsstrahls identisch mit dem Quellterm w_0 . Ist die Absorption in der Probe homogen, folgt für $w_0(x)$

$$w_0(x) = \alpha \frac{I_0}{A} \mathrm{e}^{-\alpha x} \qquad . \tag{4.9}$$



Bild 4.14: Zur Linearität des Ablenkungssignals: Aufgetragen ist das Ablenkungssignal als Funktion der Anregungsleistung für verschiedene Wellenlängen.

Material	GaN	Saphir	CCl_4
Dichte $ ho_{ m m}$ in $ m g/cm^3$	6.15 [17]	3.99 [61]	1.478 [62]
thermische Leitfähigkeit $k_{ m m}$ in ${ m W}/{ m Km}$	150 [17]	35 [61]	0.101 [63]
spezifische Wärmekapazität $c_{ m m}$ in ${ m J/kgK}$	415 [64]	764 [61]	841 [65]
Diffusionslänge $l_{ m d}$ bei 10 Hz	$1.36 \mathrm{~mm}$	$604 \ \mu m$	$50 \ \mu m$

Tab. 4.1: Diffusionslängen für GaN, Saphir und Tetrachlorkohlenstoff

Das Temperaturprofil besitzt die Lösung

$$T_0(x) = A e^{(1+i)x/l_d} + B e^{-(1+i)x/l_d} + \frac{w_0(x)}{i\omega c_m \rho_m - \alpha^2 k_m} \qquad , \qquad (4.10)$$

wobei $l_{\rm d}$ die thermische Diffusionslänge bezeichnet

$$l_{\rm d} = \sqrt{\frac{2k_{\rm m}}{\omega c_{\rm m}\rho_{\rm m}}} \qquad . \tag{4.11}$$

Zur weiteren Betrachtung sind in Tabelle 4.1 die thermischen Eigenschaften von Saphir, GaN und Tetrachlorkohlenstoff zusammengefasst.

Da die Diffusionslänge von GaN wesentlich größer als die Dicke d der GaN-Epitaxieschicht ist, kann die Exponentialfunktion durch Eins genähert werden. Im Substrat und in der Detektionsflüssigkeit muss dagegen der vollständige Ansatz verwendet werden. Den weiteren Betrachtungen liegt das in Abbildung 4.13 dargestellte Modell zu Grunde. Die Ansätze in den Teilbereichen lauten

$$T_0^{\rm L}(x) = A_{\rm L} e^{(1+i)x/l_{\rm d,L}} + B_{\rm L} e^{-(1+i)x/l_{\rm d,L}}$$
(4.12)

$$T_0^{\rm F}(x) = A_{\rm F} + B_{\rm F} + \frac{w_0(x)}{i\omega\rho_{\rm m,F}c_{\rm m,F} - k_{m,F}\alpha_{\rm F}^2}$$
(4.13)

$$T_0^{\rm S}(x) = A_{\rm S} e^{(1+i)(x-d)/l_{\rm d,S}} + B_{\rm S} e^{-(1+i)(x-d)/l_{\rm d,S}} \qquad . \tag{4.14}$$

Weiterhin sind Randbedingungen zu erfüllen. Dies ist neben der Stetigkeit von T die Energieerhaltung. Der Wärmestrom \vec{j}_w berechnet sich aus

$$\vec{j}_{\rm w} = -k_{\rm m} \nabla T \tag{4.15}$$

Die Anwendung des gaussschen Satzes auf das mit dem Anregungsstrahl wechselwirkende Volumen des Films

$$\iint_{\partial V} \vec{j}_{w} \circ d^{2}\vec{S} = \iiint_{V} w dV$$
(4.16)

liefert

$$k_{\rm m,S} \frac{\partial T_0^{\rm S}}{\partial x} \bigg|_{l=d} - k_{\rm m,L} \frac{\partial T_0^{\rm L}}{\partial x} \bigg|_{l=0} = W \qquad , \tag{4.17}$$

wobei W die gesamte, im Film absorbierte Leistung darstellt

$$W = \int_0^d \frac{I_0}{A} \alpha \mathrm{e}^{-\alpha x} \mathrm{d}x \qquad . \tag{4.18}$$

Zusätzlich muss gewährleistet sein, dass T im Unendlichen gegen Null geht. Dies erfordert $B_{\rm L} = 0$ und $A_{\rm S} = 0$. Weiterhin kann angenommen werden, dass $w_0(d) \approx 0$ ist. Unter diesen Annahmen ist das Temperaturprofil in der Detektionsflüssigkeit

$$T_0^{\rm L} = \frac{W + k_{\rm m,S}/l_{\rm d,S}K}{k_{\rm m,S}/l_{\rm d,S} + k_{\rm m,F}/l_{\rm d,F}} e^{(1+i)x/l_{\rm d,F}} , \qquad (4.19)$$

wobei

$$K = \frac{1}{A} \frac{I_0 \alpha}{i \omega \rho_{\rm m} c_{\rm m,F} - k_{\rm m,F} \alpha^2}$$
(4.20)

ist. Der Beitrag von K zum Temperaturprofil ist gering und wird vernachlässigt. Damit ist das Temperaturprofil (4.19) proportional zur absorbierten Leistung.

Da das Detektionsmedium einen großen temperaturabhängigen Brechungsindex besitzt, kann das Temperaturprofil mittels des Detektionsstrahls gemessen werden. Die Winkelablenkung ist

$$\Delta\phi_{\rm d} = -\frac{L_{\rm a}}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\partial T_0^{\rm L}}{\partial x} \qquad , \tag{4.21}$$

wobei L_a die Strecke bezeichnet die der Detektionsstrahl im Anregungsstrahl zurücklegt. n ist dabei der Brechungsindex des Detektionsmediums.

Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden zwei Messverfahren¹ vorgestellt, die zur Bestimmung kleiner Absorptionskoeffizienten verwendet werden können. Erstmalig wird ein integriertes Wellenleiterexperiment zur Bestimmung der Absorptionsverluste in Leuchtdiodenstrukturen vorgeschlagen. Dieses Verfahren, das auf konventioneller Prozesstechnologie aufbaut, die in der LED-Produktion eingesetzt wird, wurde eingehend illustriert. Optische und elektrische Eigenschaften des Emitters- und des Detektors wurden diskutiert. Trotz zahlreicher Einflussgrößen können die elektro-optischen Eigenschaften des Detektors und Emitters nicht als Ursache für den nicht-exponentiellen Zusammenhang zwischen

¹ Auf die Darstellung von Transmissionsmessungen wurde verzichtet.

Intensität und Wellenleiterlänge gesehen werden. Ein weiterer parasitärer Effekt, die Streuung von der Substratunterseite, kann ebenfalls als Ursache ausgeschlossen werden. Dies führt zur Folgerung, dass Mechanismen im Wellenleiter selbst einen nichtexponentiellen Zusammenhang hervorrufen.

Die Prozesse im Wellenleiter werden daher eingehender untersucht. Dabei wird als weiteres Messverfahren die Photothermische Deflektionsspektroskopie eingesetzt, deren grundlegendes Funktionsprinzip erläutert wurde. Auf die im Vergleich zur Transmission wesentlich bessere Empfindlichkeit wird anhand von experimentellen Daten in Abschnitt 7.3 eingegangen. Die Kombination beider vorgestellter Messverfahren unter Berücksichtigung von Transmissionsmessungen eröffnen einen Einblick in die Wellenausbreitung in Leuchtdiodenstrukturen und erlauben eine Identifikation der im Wellenleiter ablaufenden optischen Prozesse.

Kapitel 5

Theorie zum Wellenleiter

Zur Erschließung der Absorptionsverhältnisse in der Leuchtdiodenstruktur ist das Verständnis der Lichtausbreitung von fundamentaler Bedeutung. In Kapitel 4 wurde mittels Experimenten gezeigt, dass die geführte optische Leistung keinen exponentiellen Zusammenhang mit der Wellenleiterlänge aufweist. Prinzipiell ist damit eine Bestimmung der Materialabsorption ohne theoretische Betrachtungen nicht möglich.

Ziel dieses Kapitels ist es daher, Modelle zu entwickeln, die diese nicht-exponentiellen Abhängigkeiten beschreiben können. Untersucht werden dabei die folgenden Einflussfaktoren

• Wellenleiterdispersion

Sie tritt in Folge unterschiedlich zurückgelegter Wegstrecken im Halbleiter auf. Licht, welches sich unter einem kleinen Einfallswinkel zur Grenzfläche ausbreitet, legt verglichen mit einem Strahl mit großem Einfallswinkel innerhalb einer fest vorgegebenen Wellenleiterlänge l eine größere Strecke zurück. Da dadurch auch die Wechselwirkungslänge erhöht ist, erfolgt ein größerer Leistungsverlust dieser Anteile. Bezieht man diesen Verlust auf die Wellenleiterlänge l, ist der bestimmte Intensitätszerfall größer als die Materialabsorption α . Für Lichtanteile mit Einfallswinkel $\theta \approx \pi/2$ ist dies jedoch nicht der Fall, für sie entspricht der Intensitätszerfall der Materialabsorption.

Streuung an der Wellenleiteroberfläche

Zwei mögliche Ursachen kommen hier in Betracht:

- Durch den trockenchemischen Ätzprozess, der zur Herstellung der Wellenleiter verwendet wird, können die Seitenflächen eine Oberflächenrauheit aufweisen. Bei dem verwendeten Prozess kommt dies jedoch nicht in Betracht. Untersuchungen zur Oberflächenrauheit an geätzten Facetten sind in [27] dargestellt. Da die Rauheit wesentlich kleiner als die Materialwellenlänge ist, kann die Oberflächenstreuung vernachlässigt werden.
- Die Streuung an Defekten ist als zweiter wesentlicher Mechanismus zu nennen. Grundsätzlich entstehen durch das Wachstum auf nicht gitterangepasstem Substrat Defekte in der Epitaxieschicht. Zur Reduktion der Defektdich-

te wird das in Abschnitt 2.1 dargestellte Nukleationsschichtverfahren während des Wachstumsprozess eingesetzt. Die Nukleationsschicht, die als erste Schicht auf dem Substrat gewachsen wird, weist eine amorphe Struktur auf. Sie kann daher als effizientes Streuzentrum identifiziert werden. Bei dem im weiteren Verlauf gewachsenen Material findet ein Abbau der Versetzungen erst allmählich statt, so dass die Lichtstreuung nicht auf die Nukleationsschicht beschränkt bleibt. Prinzipiell findet die Streuung im Volumen des Halbleiters statt. Da die Nukleationsschicht (Dicke 20-40 nm) im Vergleich zur Leuchtdiodenstruktur (Dicke 2-4 μ m) gering ist, kann die Modellierung durch Oberflächenstreuung erfolgen.

Auskopplung von Strahlungsmoden

Zunächst können neben geführten Anteilen auch auskopplungsfähige Lichtanteile im Wellenleiter vorhanden sein. Lichtstrahlen, die einen Einfallswinkel kleiner als der Grenzwinkel der Totalreflexion besitzen, werden sukzessive ausgekoppelt. Der nach einer Reflexion an der Halbleiter-Luft- bzw. Halbleiter-Substrat-Grenzfläche im Wellenleiter verbleibende Anteil wird durch die fresnelschen Formeln erfasst. Betrachtet man die geführte Leistung als Funktion des Ausbreitungswegs, so tragen diese Anteile auch zur Leistung im Wellenleiter bei. Da allerdings zur Materialabsorption die Transmissionsverluste hinzukommen, ist der Intensitätszerfall bezogen auf die Wellenleiterlänge *l* wesentlich größer als die Materialabsorption.

inhomogene Absorptionsverteilung

Eine inhomogene Absorptionsverteilung innerhalb der Leuchtdiodenstruktur kann folgende mögliche Ursachen haben:

- Durch die Struktur der Nukleationsschicht kann nicht nur Streuung hervorgerufen werden. Auf Grund des in Kapitel 2.4 dargestellten Band-Tail-Effekts können Zustände im verbotenen Bereich des Halbleiters erzeugt werden. Damit kann auch bei der Emissionswellenlänge eine starke Absorption verursacht werden.
- Als zweite mögliche Ursache ist die Quantenfilmstruktur selbst zu sehen. Für die in dieser Arbeit untersuchten fünffach-Quantenfilm-Strukturen beträgt die Filmdicke ohne Barrieren ca. 20 nm. Das Wechselwirkungsvolumen ist damit halb so groß wie das der Nukleationsschicht. Prinzipiell können die besetzbaren Zustände des Quantenfilms zu Absorptionsprozessen bei der Emissionswellenlänge führen. Das Auftreten des QCSE-Effekts (siehe Kapitel 2.2) führt allerdings zu einer Verkippung der Bandstruktur und damit zu einer Verschiebung der Absorptionskante zu höheren Energien. Damit fällt dieser Beitrag wesentlich geringer aus.

Im Folgenden werden Modelle vorgestellt, die die Beschreibung der geführten optischen Leistung unter Berücksichtigung der oben genannten Effekte erlauben.

5.1 Wellenleiterdispersion und Strahlungsmoden

Zunächst wird der Einfluss von Wellenleiterdispersion und Auskopplung von Strahlungsmoden anhand eines einfachen Modells untersucht. Dazu wird die Ausbreitung eines Lichtstrahls im Wellenleiter betrachtet, der sich anfänglich mit Azimutalwinkel θ und Polarwinkel ϕ (siehe Abbildung 5.1) ausbreitet. Aufgrund des Strahlverlaufs liegt zunächst die Berechnung aller Teilstücklängen und anschließender Summation nahe, jedoch kann auf Grund der speziellen Geometrie des Wellenleiters der Strahlengang einfach konstruiert werden. Dazu spiegelt man den sich im Wellenleiter ausbreitenden Strahl sukzessive an jeder auftretenden Einfallsebene und erhält dadurch ein Dreieck indem sich die anfänglichen Winkel θ und Φ wiederfinden. Die Wegstrecke ändert sich dadurch nicht, daher folgt:

$$l_{\rm eff} = \frac{l}{\sin\theta\sin\phi} \tag{5.1}$$

Für Strahlungsmoden ist die Gesamtzahl aller auftretenden Reflexionen interessant, da der Reflexionsfaktor kleiner Eins ist. In der lateralen Richtung kann dies durch Projekti-



Bild 5.1: Die zurückgelegte Wegstrecke eines Lichtstrahls, der sich in einem Wellenleiter mit paarweisen senkrechten Grenzflächen ausbreitet, kann durch sukzessives Spiegeln an den jeweiligen Grenzflächen einfach aus den anfänglichen Ausbreitungswinkeln θ und Φ berechnet werden. Damit hat jeder Strahl bei vorgegebener Wellenleiterlänge l eine unterschiedlich lange Weglänge zurückgelegt. Bezieht man den Intensitätszerfall auf diese Länge, ist die Abnahme stets größer als die Materialabsorption α .

on auf die x-Achse erfolgen, die Anzahl μ_x ist

$$\mu_x = \frac{l}{a \tan \phi} \qquad . \tag{5.2}$$

In vertikaler Richtung findet man

$$\mu_z = \frac{l}{h\sin\phi\tan\theta} \qquad . \tag{5.3}$$

Der resultierende Reflexionsfaktor für die gesamte zurückgelegte Strecke ist

$$r_{\rm eff} = (r_{z,1}r_{z,2})^{\frac{\mu_z}{2}} r_x^{\mu_x} \qquad , \tag{5.4}$$

wobei $r_{z,1}$ der auftretende Reflexionsfaktor an der Wellenleiter-Luft- und $r_{z,2}$ der Reflexionsfaktor an der Wellenleiter-Substrat-Grenzfläche bezeichnet. In lateraler Richtung tritt nur der Wellenleiter-Luft-Reflexionsfaktor r_x auf. Für Strahlungsmoden macht dies eine Unterscheidung bezüglich TE und TM-Polarisation notwendig. Die Intensität eines einzelnen Strahls nach der Strecke y ist

$$f(\theta,\phi) = (r_{z,1}r_{z,2})_z^{\mu}(r_x)^{2\mu_x} \exp\left(-\frac{\alpha y}{\sin\theta\sin\phi}\right) \qquad .$$
(5.5)

Da die durch spontane Emission verursachten Photonen eine beliebige Phasenlage zueinander haben und sich auch energetisch unterscheiden, können die Einzelintensitäten aufsummiert werden. Die Gesamtintensität am Ort y kann durch Integration von (5.5) für beide Polarisationsrichtungen gewonnen werden. Dabei wird vorausgesetzt, dass der Emitter in keine Raumrichtungen bevorzugt abstrahlt und es sich bei der spontanen Emission um eine isotrope Lichtquelle handelt. Weiterhin wird angenommen, dass



Bild 5.2: Berechneter Intensitätsverlauf für eine vereinfachte InGaN-LED-Struktur. Die der Berechnung zu Grunde liegende Materialabsorption beträgt $\alpha = 20 \text{ cm}^{-1}$. Da sich die Ausbreitungsstrecken durch die Wellenleiterdispersion vergrößern, wird ein im Vergleich zur Materialabsorption höherer Absorptionskoeffizient bestimmt, falls der Absorptionskoeffizient lediglich durch eine exponentielle Anpassung erfolgt. die Ausdehnung der Lichtquelle und des Detektors klein gegenüber der Gesamtlänge des Wellenleiters ist. Am Beispiel einer vereinfachten InGaN-LED-Struktur ist in Abbildung 5.2 die geführte optische Leistung dargestellt. Man kann dabei zwei Bereiche unterscheiden: Im Bereich bis ca. 40 µm ist der Intensitätsabfall nicht-exponentiell, da Strahlungsmoden aus dem Wellenleiter auskoppeln. Die geführten Moden sind aber rein exponentiell gedämpft. Im Bereich über 40 µm ist der Verlauf durch eine Exponentialfunktion beschreibbar, jedoch ist der Intensitätsabfall größer als die Materialabsorption. Dies ist auf die Wellenleiterdispersion zurückzuführen. Für eine vorgegebene Ausbreitungslänge y haben die zur Gesamtintensität beitragenden Strahlen unterschiedlich effektive Weglängen zurückgelegt. Je weiter der Azimutalwinkel von $\pi/2$ entfernt ist, desto größer ist die jeweilige Dämpfung. Wird über alle Anteile gemittelt, gibt sich stets eine größere Absorption als die Materialabsorption. Anhand dieses einfachen Modells wird deutlich, dass ein exponentiell abklingender Intensitätsverlauf nicht notwendigerweise der der Materialabsorption entspricht. Im Modell ergibt sich bei einem Materialabsorptionskoeffizienten von $\alpha = 20 \text{ cm}^{-1}$ ein Absorptionskoeffizient von $\alpha = 27 \text{ cm}^{-1}$. Daher wird die Wellenleiterdispersion bei allen folgenden Modellen berücksichtigt.

In Bezug auf die in Kapitel 4 dargestellten Messergebnisse ist weiterhin festzustellen, dass Strahlungsmoden nicht als Ursache für die im Wellenleiterexperiment beobachteten nicht-exponentiellen Zusammenhänge zu sehen sind. Die Wellenleiterdispersion hat einen Einfluss auf die quantitative Bestimmung des Materialabsorptionskoeffizienten, jedoch wird durch sie keine nicht-exponentielle Intensitätsverteilung hervorgerufen.

5.2 Modellierung von Oberflächenstreuung

Als nächstes wird Oberflächenstreuung in das Strahlenmodell mit einbezogen [66, 67]. Eine analytische Beschreibung des Intensitätsverlaufs ist in diesem Fall allerdings nicht mehr möglich, da sich auf Grund statistischer Richtungsänderungen der Strahlen komplizierte Ausbreitungswege ergeben. Oberflächenstreuung wird daher mit Hilfe des Raytracer-Programms OPTICAD durchgeführt. Das Programm berechnet die Strahlausbreitung anhand geometrischer Optik. Oberflächenstreuung wird durch eine zufällige Änderung der Richtung des reflektierten Lichts beschrieben. Dabei wird zunächst von einer ungestörten Reflexion am dielektrischen Interface ausgegangen. Der Einheitsvektor des reflektierten Strahls besitzt bezüglich der Einfallsebene die Richtungskosini (Komponenten) $l_c = \cos \alpha$ und $m_c = \cos \beta$, wobei der Winkel α (β) zwischen der x-Achse (y-Achse) liegt. Die Modifikation des Richtungsvektors geschieht anhand einer Gaussverteilung

$$f_{l_{\rm c},m_{\rm c}}(l_{\rm c},m_{\rm c}) = \frac{1}{\sigma_{\rm G}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_{\rm G}^2}\right)$$
 (5.6)

wobei sich der neue Richtungsvektor aus

$$l_{\rm c} = l_{\rm c,s} - l_{\rm c,us} \tag{5.7}$$

$$m_{\rm c} = m_{\rm c,s} - m_{\rm c,us} \tag{5.8}$$

$$r = \sqrt{l_{\rm c}^2 + m_{\rm c}^2} \tag{5.9}$$

berechnen lässt. Der Index us bezieht sich dabei auf den Fall ohne Streuung, $l_{c,s}$ und $m_{\rm c,s}$ beschreiben den Richtungsvektor des gestreuten Strahls. Die Stärke der Streuung wird durch die Standardabweichung $\sigma_{\rm G}$ der Gaussverteilung erfasst. Auf Grund der statistischen Beschreibung sind zur Simulation der Intensitätsverteilung viele Strahlen notwendig. Überschlagsmäßig ergibt sich für einen Absorptionskoeffizienten im Bereich von 30 cm^{-1} und eine Wellenleiterlänge von 2000 μm , dass sich die geführte Leistung im Wellenleiter um ca. drei Größenordnungen bei Annahme eines reinen exponentiellen Zerfalls ändert. Damit mindestens ein Strahl den Wellenleiter vollständig durchläuft, muss die Anzahl der Ausgangsstrahlen also mindestens im Bereich von 10^3 liegen. Bei Hinzunahme von Streuung wird ein weiterer Teil des Lichtes aus dem Wellenleiter ausgekoppelt, weiterhin ist bei einer isotropen Verteilung ein Strahlverlust durch die Auskoppelkegel zu berücksichtigen. Dies führt zu einer sehr schnell wachsenden Zahl an notwendigen Anfangsstrahlen. Dieser Sachverhalt limitiert die Komplexität des Problems, da hinsichtlich der Rechenleistung Grenzen existieren, die die Berechenbarkeit der Strahlausbreitung von detaillierten Schichtstrukturen einschränkt. Der Wellenleiter wird daher durch ein homogenes Material vom Brechungsindex des Halbleiters (für GaN



Bild 5.3: Simulation der geführten Leistung unter Annahme von Oberflächenstreuung. Dargestellt ist die Abhängigkeit der Intensitätsverteilung vom Streuparameter σ_{G} . Er beschreibt die Standardabweichung der Gaussverteilung und ist damit ein Maß wie stark die Strahlen bei Reflexion und Brechung gestreut werden.



Bild 5.4: Simulation der Intensitätsverteilung bei einem Streuparameter von $\sigma_{\rm G} = 0.8$. Trotz starker Streuung bleibt ein deutlicher Einfluss der Materialabsorption α bestehen. Diese Abhängigkeit ermöglicht bei starker Streuung die Bestimmung der Materialabsorption.

 $n \approx 2.5$) modelliert, dessen Geometrie dem Modell nach Abschnitt 5.1 entspricht. Für das Substrat Saphir wurde ein Brechungsindex von n = 1.7 angenommen.

In Abbildung 5.3 ist die geführte optische Leistung in Abhängigkeit des Streuparameters $\sigma_{\rm G}$ für den Fall eines Absorptionskoeffizienten von $\alpha = 7 \, {\rm cm}^{-1}$ dargestellt. Dabei können zwei Tendenzen festgestellt werden. Mit zunehmendem Streuparameter $\sigma_{\rm G}$ geht die rein exponentielle Abhängigkeit verloren. Darüber hinaus spielt schon bereits ab einem Wert von 0.4 der tatsächliche Wert von $\sigma_{\rm G}$ keine Rolle mehr. Für große Entfernungen sind offenbar nur noch Strahlen im Wellenleiter vorhanden, die wenig bzw. keine Wechselwirkung mit der Oberfläche erfahren haben. Ihre Intensität wird nur durch die Materialabsorption reduziert. Strahlen, die jedoch häufig mit der Oberfläche wechselwirken, haben eine sehr große Wahrscheinlichkeit aus dem Wellenleiter ausgekoppelt zu werden. Bei sehr großem Streuparameter ist dies schon nach einer geringen Strecke der Fall, daher wird der Intensitätsverlauf zunehmend durch die Materialabsorption bestimmt und wird daher unabhängig von $\sigma_{\rm G}$. Verfolgt man jedoch die Abhängigkeit von der Wellenleiterabsorption, so bleibt auf Grund der geschilderten Verhältnisse der Einfluss der Materialabsorption bestehen. Bei den in Abbildung 5.4 dargestellten Intensitätsverläufen ist dieses Verhalten zu beobachten, dabei wurde bei vorhandener Streuung der Absorptionsparameter geändert. Vergleicht man die dargestellten Zusammenhänge mit den experimentellen Daten, kann bei vorhandener Oberflächenstreuung eine Intensitätsverteilung auftreten, die keinen rein exponentiellen Charakter besitzt. Auf Grund der Abhängigkeiten kann auch bei vorhandener Streuung die Materialabsorption bestimmbar bleiben, da die exponentielle Abhängigkeit der Materialabsorption im größeren Ausmaß die Intensitätsverteilung bestimmt, als die Oberflächenstreuung.

5.3 Wellenausbreitung bei inhomogener Absorptionsverteilung

Oberflächenstreuung in Verbindung mit Wellenleiterdispersion führen dazu, dass die Streuverluste von der Ausgangsstrahlrichtung abhängig werden. Strahlen, die eine geringe Anzahl an Reflexionen an der Oberfläche erfahren, werden wenig gestreut. Sie erfahren deshalb wenig Verluste. Ist der Einfallswinkel zur Wellenleiteroberfläche jedoch klein, treten viele Reflexionen auf und die Streuverluste machen sich wesentlich stärker bemerkbar. Dies führt im wesentlichen dazu, dass man sich den Intensitätsverlauf durch ein Integral von Exponentialfunktionen beschreiben kann. Im Wellenmodell führt die Diskretisierung der Moden zu einer Summe von einzelnen Exponentialfunktionen, jedoch bleibt der Absorptionskoeffizient vom Ausbreitungswinkel der Mode und damit vom effektiven Index der Mode abhängig. Diese Abhängigkeit kann jedoch auch auf anderem Wege erreicht werden, die sich in gleicher Weise physikalisch begründen lässt. Nach Abschnitt 2.4 verursachen Bandausläufer Zustände in der verbotenen Zone des Halbleiters. Da im Bereich der Nukleationsschicht quasi-amorphes GaN vorliegt, ist zu erwarten, dass dieser Effekt besonders stark ausgeprägt ist. In diesem Fall muss diese Schicht als stark absorbierend betrachtet werden. Das darüber gewachsene GaN ist auf Grund der wesentlich besseren Kristallqualität wesentlich weniger absorbierend. Daher kann ein inhomogenes Absorptionsprofil angenommen werden. Je nach Mode ändert sich das Feldprofil und damit der Überlapp des Modenprofils mit der absorbierenden Schicht, daher werden auch hier modenabhängige Verluste erwartet. Im Folgenden wird daher auf die Grundlagen zur Berechnung der Moden in LED-Strukturen und deren Absorptionskoeffizienten eingegangen.

5.3.1 Modell für die Absorptionsverteilung

Die Intensitätsverteilung im Wellenleiter kann durch eine Summe alle Beiträge der einzelnen ausbreitungsfähigen Moden beschrieben werden¹

$$I(x) = K_3 \sum_{i} b_i e^{-\alpha_{\text{mod},i} x} , \qquad (5.10)$$

dabei bezeichnen b_i die Modenanregung und x die Ortskoordinate. K_3 ist dabei ein geeigneter Normierungsfaktor. Entscheidend ist nun, wie sich die modalen Dämpfungen $\alpha_{\text{mod},i}$ der Moden bei unterschiedlichen Absorptionsverteilungen verhalten, da experimentelle Ergebnisse ganz wesentliche Einschränkungen der modalen Absorptionskoeffizienten hinsichtlich ihrer Absolut- und Relativgröße vorgeben.

¹ Wellenleiterdispersionseffekte werden dabei durch den modalen Absorptionskoeffizienten mit erfasst.

Dicke (nm)	Material	n	α
$ \begin{array}{c} $	p-GaN:Mg Al _{0.3} Ga _{0.7} N:Mg GaN InGaN GaN n-GaN:Si Saphir	$\begin{array}{r} 2.5410 \\ 2.3847 \\ 2.5410 \\ 2.5410 \\ 2.5410 \\ 2.5410 \\ 2.5410 \\ 1.7866 \end{array}$	$\left. \begin{array}{c} \alpha_1 \\ \alpha_1 \\ 0 \end{array} \right.$

Tab. 5.1: Schichtaufbau für die Berechnung der modalen Absorptionskoeffizienten für eine homogene Absorptionsverteilung.

Im Folgenden werden daher zwei Modelle für die Absorptionsverteilung diskutiert. In Tabelle 5.1 ist ein typischer Schichtaufbau einer InGaN-LED dargestellt, für den eine homogene Absorptionsverteilung angenommen wurde. Basierend auf der Transfermatrixmethode, die in Anhang A dargestellt ist, werden die Eigenwerte der Struktur berechnet. Aus dem komplexen effektiven Index kann der modale Absorptionskoeffizient α_{mod} berechnet werden, der in Abbildung 5.5 dargestellt ist. Die Modenverluste sind auf Grund der Wellenleiterdispersion vom effektiven Index abhängig, dabei wurden Materialabsorptionen von $\alpha_1 = 1 \text{ cm}^{-1}$, 10 cm^{-1} und 100 cm^{-1} angenommen. Eine Normierung auf den zugehörigen Materialabsorptionskoeffizienten α_1 ergibt identische Kurven, daher ist der modale Absorptionskoeffizient in diesem Bereich in guter Näherung direkt proportional zum Materialabsorptionskoeffizienten α_1 . Unter Annahme einer homogenen Absorptionsverteilung ist allerdings eine Änderung des modalen Absorptionskoeffizient von nur ca. 30% möglich. Wie später gezeigt wird, kann anhand experimenteller Intensitätsverteilungen die Größe der modalen Absorptionskoeffizienten



Bild 5.5: Abhängigkeit des modalen Absorptionskoeffizienten α_{mod} vom effektiven Index für eine homogene Absorptionsverteilung. Für verschiedene Materialabsorptionskoeffizienten α_1 ergibt sich jeweils ein ähnliches Verhalten. Die Normierung von α_{mod} auf die Materialabsorption ergibt identische Kurven, daher ist der modale Absorptionskoeffizient in diesem Bereich in guter Näherung proportional zum Materialabsorptionskoeffizienten.
Dicke (nm)	Material	n	α
$\begin{bmatrix} 250\\ 20\\ 5\\ 5\\ 5\\ 5\\ 5\\ 5\\ 5\\ 6\\ 5\\ 6\\ 5\\ 6\\ 6\\ 6\\ 6\\ 6\\ 6\\ 6\\ 6\\ 6\\ 6\\ 6\\ 6\\ 6\\$	p-GaN:Mg Al _{0.3} Ga _{0.7} N:Mg GaN InGaN GaN	$2.5410 \\ 2.3847 \\ 2.5410 \\ 2.5510 \\ 2.5510 \\ 2.5510 \\ 2.5510 \\ 2.5510 \\ 2.5510 \\ 2.5510 \\ 2.5510 \\ 2.5510 \\ 2.5510 \\ 2.5500 \\ 2$	} 0
$d = 1500 \begin{cases} d_1 \\ d_2 \end{cases}$	n-GaN:S1 absorbierendes GaN	$2.5410 \\ 2.5410$	α_1 α_2
300000	Saphir	1.7866	0

Tab. 5.2: Schichtstruktur die den Berechnungen der modalen Absorptionskoeffizienten zu Grunde liegt d_2 bezeichnet die Dicke der absorbierenden Schicht, wobei $d_1 + d_2 = 1500$ nm gilt.

grob eingegrenzt werden. Diese zeigen jedoch wesentlich unterschiedlichere Absorptionskoeffizienten. Das Verhältnis zwischen maximalen und minimalen Absorptionskoeffizienten liegt bei etwa 8 und damit weit über den für die homogene Absorptionsverteilung bestimmten 30%. Somit kann davon ausgegangen werden, dass keine homogen absorbierende Struktur in den untersuchten Proben vorliegt.

Als nächstes wird daher ein Modell untersucht, das eine inhomogene Absorptionsverteilung aufweist [67, 68] (siehe Tabelle 5.2). Die wesentliche Änderung besteht in der Zerlegung der Puffer-Schicht in zwei Teilschichten. Die Schicht direkt am Interface



Bild 5.6: Abhängigkeit des modalen Absorptionskoeffizienten vom effektiven Index für die inhomogene Absorptionsverteilung nach Tabelle 5.2. Die sinusartige Modulation des Absorptionskoeffizienten im Bereich von 1.8 bis 2.5 ist auf Veränderungen im Füllfaktor zurückzuführen. Bei einem effektiven Index über 2.5 ist eine starke Reduktion des Absorptionskoeffizienten beobachtbar. Im Vergleich zu der homogenen Absorptionsverteilung ist festzustellen, dass die Moden wesentlich unterschiedlichere Absorptionskoeffizienten aufweisen. Experimentelle Daten zeigen, dass die lateralen Intensitätsverläufe genau aus derartig unterschiedlich gedämpften Moden aufgebaut sind.

GaN/Saphir wird als stark absorbierend angenommen, der Absorptionskoeffizient der anderen Schicht wird wie im letzten Beispiel variiert. Für den Verlauf ist es dabei unerheblich, dass für die oberen Schichten keine Absorption angenommen wurde, der dominierende Effekt wird durch die stark absorbierende Schicht verursacht. Für einen Absorptionskoeffizienten von $\alpha_2 = 3000 \text{ cm}^{-1}$ und einer Dicke $d_2 = 300 \text{ nm}$ ist der Verlauf der modalen Absorptionskoeffizienten in Abbildung 5.6 dargestellt. Wie zu sehen ist, kann man die Moden in zwei Gruppen einteilen. Moden mit effektivem Index n_{eff} zwischen 1.8 und 2.5 besitzen einen sinusartig modulierten Absorptionskoeffizienten. Moden mit effektivem Index größer als 2.5 weisen eine erheblich niedrigere Absorption auf. Die genaue Ursache für dieses Verhalten liegt im Zusammenspiel der Dispersionsrelation und den Randbedingungen des elektrischen Felds. Anhand der Feldverteilungen der Moden kann dies erläutert werden. Zur Diskussion ist es günstig, vorab einen Füllfaktor analog der Definition für Laserstrukturen [24] zu vereinbaren. Bezieht man den Füllfaktor auf die absorbierende Schicht, so wird

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E_y|^2 dx}{\int_{\infty}^{\infty} |E_y|^2 dx} \qquad , \tag{5.11}$$

als Definition sinnvoll, wobei *d* die Dicke der absorbierenden Schicht bezeichnet. Betrachtet wird der Füllfaktor für den Fall, dass die Schicht keine Absorption (Γ_1) bzw. Absorption aufweist (Γ_2). In Abbildung 5.7 sind der Absorptionskoeffizient, sowie beide Füllfaktoren dargestellt. Offensichtlich korreliert der modale Absorptionskoeffizient mit dem Füllfaktor Γ_1 des ungestörten Problems. Für die überwiegende Mehrzahl der Moden hat die absorbierende Schicht nur einen geringen Einfluss auf das Modenprofil und damit auf den Füllfaktor, dies gilt insbesondere für Moden höherer Ordnung. Bei Moden niedriger Ordnung spielt dagegen die Lage der Maxima und Minima im verlustfreien Fall in Bezug auf die Position der absorbierende Schicht eine Rolle. Bei der Mode TE_5 ($n_{eff} = 2.45974$) hat dies einen besonders großen Einfluss, wie an der Feldverteilung in Abbildung 5.8 ersichtlich wird. Mit weiter abnehmender Modenordnung folgt der Füllfaktor Γ_2 wieder Γ_1 ; das Feldprofil erfährt eine geringe Störung. Bei der Grundmode ist dagegen wieder eine starke Modifikation des Feldprofils zu beobachten (siehe Abbildung 5.9).

Abschließend sind jedoch die im Vergleich zur homogenen Absorptionsverteilung unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten hervorzuheben. Das Verhältnis von maximalen zu minimalen Absorptionskoeffizienten bildet in diesem Beispiel etwa das Verhältnis 6.5:1 und liegt damit wesentlich besser an den experimentell bestimmten Absorptionskoeffizienten.

Zur Anpassung von (5.10) an experimentelle Daten sind weitere Informationen über die

Absorption in der Struktur notwendig, um die Zahl der freien Parameter zu reduzieren. Eine zentrale Rolle kommt der Bestimmung der gesamten absorbierten optischen Leistung zu, die mit Hilfe weiterer Messverfahren wie der Photothermischen Deflektionsspektroskopie (PDS) und der Transmissionsmessung ermittelt wird.

Daher wird vorausgesetzt, dass die gesamte absorbierte optische Leistung bekannt ist. Die Größe die aus der PDS-Messung bestimmt werden kann, ist das αd -Produkt. α bezeichnet dabei den Absorptionskoeffizienten und d die Dicke der absorbierenden Schicht. Prinzipiell existieren zwei Freiheitsgrade, das αd -Produkt auf die zwei Schichten zu verteilen. Dies sind die Verhältnisse der Schichtdicken und der Absorptionskoeffizienten. Hierbei wurde die Schichtdicke der absorbierenden Schicht als unabhängige Variable verwendet

$$\alpha d = \alpha_1 d_1 + \alpha_2 d_2 \qquad . \tag{5.12}$$



Bild 5.7: Relativer Füllfaktor und modaler Absorptionskoeffizient. Die sinusartige Modulation ist auf die Veränderung des Füllfaktors zurückzuführen.

Bild 5.8: Modenprofil der Mode TE_5 . Das Feldprofil wird durch die ungünstige Lage der Knoten in Bezug auf die Lage der absorbierenden Schicht stark beeinflusst.

Für das Verhältnis der Absorptionskoeffizienten wird der Leistungsparameter p eingeführt. Er beschreibt wie viel von der optisch absorbierten Leistung bei senkrechtem Einfall auf die Probe (also bei Transmissionsmessung und in der Photothermischen Deflektionsspektroskopie) in der absorbierenden Schicht absorbiert wird.

$$\alpha_2 d_2 = p \cdot \alpha d \qquad . \tag{5.13}$$

Daher gilt $0 \le p \le 1$. Auch hier sollen die Abhängigkeiten kurz diskutiert werden. In Abbildung 5.10 ist der Einfluss der Schichtdicke für $\alpha d = 0.030$ und p = 90% dargestellt. Man erkennt, dass mit abnehmender Schichtdicke die Modenspreizung zunimmt. Die Grundmode erreicht für kleine Schichtdicken trotz der relativ großen Gesamtabsorption sehr geringe Werte. Die Absorptionseigenschaften dieser Mode ist für die Beschreibung des Intensitätsverlaufs wichtig, weil sie die geringste Absorption erfährt. Für große



Bild 5.9: Modenprofil der Grundmode. Sie erfährt wie die Mode 5.Ordnung eine starke Modifikation durch die absorbierende Schicht.

Bild 5.10: Modaler Absorptionskoeffizient als Funktion der Schichtdicke der absorbierenden Schicht für $\alpha d =$ 0.030. Der Absorptionskoeffizient der Grundmode ist vergrößert dargestellt. Trotz des hohen αd -Produkt erfährt die Grundmode eine geringe Dämpfung.

Abstände zur Quelle wird die Lichtleistung in der Grundmode des Wellenleiters geführt, die den asymptotischen Verlauf für große x bestimmt. Moden mit größerer Absorption haben eine höhere Dämpfung und sind in diesem Bereich bereits abgeklungen. Wie in Abbildung 5.11 dargestellt ist, skaliert die modale Dämpfung annähernd linear mit dem Faktor αd . Eine Halbierung von αd bewirkt z.B. auch eine Halbierung des modalen Absorptionskoeffizienten der Grundmode. Die Abhängigkeit vom Leistungsparameter pzeigt Abbildung 5.12; hierbei sind nur die ersten sechs Moden dargestellt. Auch hier bewirkt eine größere Lokalisation der absorbierten Leistung eine stärkere Modenspreizung. Daraus folgt, dass eine kleine modale Absorption der Grundmode nur durch eine dünne und stark absorbierende Schicht verursacht werden kann. Gleichzeitig führt dies zu einer großen Spreizung der modalen Absorptionskoeffizienten, welche ebenfalls zur Beschreibung der experimentellen Daten notwendig ist.



Bild 5.11: Modaler Absorptionskoeffizient als Funktion der Schichtdicke der absorbierenden Schicht für $\alpha d =$ 0.015 und $\alpha d =$ 0.030. Eine Halbierung des αd -Produkts führt in etwa zu einer Halbierung der modalen Absorption.

Bild 5.12: Abhängigkeit der modalen Absorption vom Leistungsparameter *p*.

Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden verschiedene Modelle zur Beschreibung der Intensitätsverteilung im Wellenleiter vorgestellt. Dabei wurde Wellenleiterdispersion, die Auskopplung von Strahlungsmoden, Oberflächenstreuung und eine inhomogene Absorptionsverteilung modelliert. Es konnte gezeigt werden, dass die in konventionellen Wellenleitern auftretenden Effekte Wellenleiterdispersion und Auskopplung von Strahlungsmoden nicht zur Beschreibung der experimentellen Daten geeignet sind. Streuung und eine inhomogene Absorptionsverteilung sind dagegen mögliche Effekte, die in Verbindung mit der Wellenleiterdispersion eine nicht-exponentielle Intensitätsverteilung hervorrufen können. Ziel der weiteren Untersuchungen ist es daher, die verbleibenden zwei Effekte, die beide physikalisch gleichberechtigt motiviert werden können, weiter einzugrenzen und damit den Mechanismus zu identifizieren, der für die nicht-exponentielle Intensitätsverteilung verantwortlich ist.

Kapitel 6

Theorie zur Berechnung der modalen Anregung

In diesem Kapitel wird auf die Anregung von geführten Moden durch spontane Emission eingegangen. Für die Modellierung ist es günstig, die bisher vorgestellte Transfermatrixmethode auf Zylinderkoordinaten zu erweitern. Die Quellen für das elektrische bzw. magnetische Feld durch spontane Emission lassen sich durch Dipolübergänge beschreiben, die makroskopisch betrachtet eine sehr kleine Ausdehnung besitzen. Sie können daher als Punktquellen im Raum mit endlichem, oszillierendem Dipolmoment aufgefasst werden. Da die aktive Zone von Leuchtdiodenstrukturen in einen dielektrischen Schichtstapel eingebettet ist, erfährt das Dipolfeld eine Rückkopplung durch Feldanteile, die an den Grenzflächen der beteiligten Materialien reflektiert werden. Damit wird die Abstrahlcharakteristik des emittierenden Dipols modifiziert. Ausgehend von dem ungestörten elektrischen und magnetischen Feld des Dipols werden Ausdrücke für die Beschreibung des Dipols in einem dielektrischen Schichtstapel hergeleitet. Zusammen mit der in Anhang A dargestellten Transfermatrixmethode lässt sich damit die Kopplung der spontanen Emission an geführte Moden unter Verwendung von Signalflussgraphen berechnen.



Bild 6.1: Zur Berechnung der effektiven Dipol-Abstrahlcharakteristik wird der epitaktisch gewachsene dielektrische Schichtstapel in zwei Teile geteilt. Die reflektierenden und transmittierenden Eigenschaften werden durch Streumatritzen S^{T} und S^{B} beschrieben. Das elektrische und magnetische Feld, das von einem Punktdipol ausgeht, wird durch die reflektierten Anteile überlagert und modifiziert somit die Abstrahlcharakteristik, die vom Dipol im freien Raum bekannt ist.

6.1 Zur Lösung der Helmholtzgleichung in Zylinderkoordinaten

Für die Betrachtungen ist es angemessen, ein Zylinderkoordinatensystem einzuführen, bei dem die z-Achse gemäß Abbildung 6.1 senkrecht auf dem dielektrischen Schichtstapel steht. Die Energie-Ausbreitungsrichtung soll dabei von der z-Achse in radialer Richtung erfolgen, wobei das elektrische und magnetische Feld in z-Richtung im Unendlichen gegen Null gehen soll, wie es für geführte Moden der Fall ist. Als Ansatz zur Lösung der Helmholtzgleichung

$$\Delta \vec{E} + n^2 k_0^2 \vec{E} = 0 \tag{6.1}$$

wird für das elektrische Feld

$$\vec{E} = E_{\phi,0} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \exp\{ik_\rho \rho + ik_z z\} \vec{e_\phi} = E_\phi \vec{e_\phi}$$
(6.2)

verwendet. Da nur die ϕ -Komponente existiert, lautet die aus (6.1) resultierende Differenzialgleichung

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}E_{\phi}\right) + \frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}}E_{\phi} - \frac{1}{\rho^{2}}E_{\phi} + n^{2}k_{0}^{2}E_{\phi} = 0 \qquad .$$
(6.3)

Einsetzen des Ansatzes (6.2) liefert

$$\left(-k_{\rho}^{2}-k_{z}^{2}-\frac{3}{4\rho^{2}}+n^{2}k_{0}^{2}\right)E_{\phi}=0$$
(6.4)

Für große Abstände kann der Term $3/(4\rho^2)$ gegenüber $k_{\rho}^2 + k_z^2$ vernachlässigt werden und man erhält die Separationsbedingung

$$n^2 k_0^2 = k_\rho^2 + k_z^2 \qquad . \tag{6.5}$$

Die Näherung erfordert

$$\rho \gg \frac{\lambda\sqrt{3}}{4\pi n} \qquad , \tag{6.6}$$

was für typische Emissionswellenlängen für InGaN-basierende Leuchtdioden mit $\lambda \approx 450 \text{ nm}$ und einem Brechungsindex von n = 2.4 nach wenigen Mikrometern vom Emissionszentrum entfernt bereits erreicht wird. Das zugehörige Magnetfeld

$$\vec{H} = H_{z,0} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \exp\{ik_\rho \rho + ik_z z\}\vec{\mathbf{e}_z}$$
(6.7)

erfüllt die Helmholtzgleichung für \vec{H} ohne diese Restriktion¹. Da die Form der Dispersionsrelation (6.5) im Wesentlichen (8.15) entspricht, kann ρ mit x ausgetauscht werden. Weiterhin ist dann E_{ϕ} durch E_y zu ersetzen. Dieses Vorgehen entspricht der Berechnung der Moden in kartesischen Koordinaten, wobei der Übergang von ebenen Wellen auf Zylinderwellen der Form (6.2) durch Berücksichtigung der entsprechenden Ortsabhängigkeit erfolgt. Auf Eigenwerte, d.h. die effektiven Indizes der geführten Moden hat dies bei der durchgeführten Näherung keine Auswirkungen.

Eine weitere wesentliche Rahmenbedingung ist, dass nur der Energietransport von Interesse ist. Aus der Betrachtung des Energietransports folgt, dass (6.2) und (6.7) zur Beschreibung hinreichend ist und daher auf eine Orthogonalentwicklung der Felder verzichtet werden kann, was im Folgenden verdeutlicht werden soll. Dabei steht die Frage im Vordergrund, welche radiale Abhängigkeit Lösungen der Helmholtzgleichung besitzen müssen, um zum Energietransport beitragen zu können.

Die Felder müssen in z-Richtung im unendlichen gegen Null abklingen. Dies spiegelt sich in k_z wider², das für Kernschichten reell und für Deckschichten imäginär ist. Daher lautet der Poynting-Vektor der Kernschicht

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}^* = \frac{n}{Z_0} \frac{\rho_0}{\rho} |E_{\phi,0}|^2 \vec{e}_{\rho}$$
(6.8)

und entsprechend für die Deckschicht³

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}^* = \frac{n}{Z_0} \frac{\rho_0}{\rho} |E_{\phi,0}|^2 \exp(-2k_z z) \vec{e}_{\rho} \qquad (6.9)$$

Die Energieflussdichte klingt damit exponentiell gedämpft in z-Richtung ab, wie es für geführte Moden vorausgesetzt wird. Der Energietransport erfolgt also nur in radialer Richtung.

Als weitere Vereinfachung sei nur die Kernschicht betrachtet⁴. Auf Grund der Energieerhaltung gilt

$$\nabla \circ \vec{S} = 0 \qquad . \tag{6.10}$$

Anwendung des gaussschen Satzes liefert die integrale Darstellung

$$\iiint_{\mathcal{V}} \nabla \circ \vec{S} \, \mathrm{d}^3 r = \iint_{\partial \mathcal{V}} \vec{S} \circ \mathrm{d}^2 \vec{O} = 0 \qquad . \tag{6.11}$$

¹ Gleichung 6.2 kann durch Separation der *z*-Abhängigkeit in eine Näherung der Hankelfunktion für große Abstände überführt werden (Zur Näherung der Hankelfunktion siehe [69]).

² Der Einfachheit halber werden die Schichten verlustfrei angenommen, die Argumentation gilt jedoch in modifizierte Weise auch für den verlustbehafteten Fall.

³ Hierbei ist z > 0 vorausgesetzt.

⁴ Die Erweiterung auf Mantelschichten ist ohne weiteres möglich, führt jedoch zu einer komplizierteren Darstellung.

Betrachtet wird der Energiefluss durch die Oberfläche des in Abbildung 6.2 dargestellten Hohlzylinders. Da der Poynting-Vektor nur eine Komponente in z-Richtung besitzt, sind nur die Oberflächen A_i und A_a relevant. Der Energietransport durch beide Flächen muss dabei nach (6.11) betragsmäßig gleich groß sein. Für den Zylinderwellenansatz gilt für A_i

$$\iint_{A_{i}} \vec{S} \circ d^{2}\vec{O} = -\int_{-d/2}^{d/2} \int_{0}^{2\pi} \frac{n}{Z_{0}} \frac{\rho_{0}}{\rho_{1}} |E_{\phi,0}|^{2} \rho_{1} d\phi dz = -2\pi d \frac{n}{Z_{0}} \rho_{0} |E_{\phi,0}|^{2}$$
(6.12)

und für $A_{\rm a}$

$$\iint_{A_{a}} \vec{S} \circ d^{2}\vec{O} = \int_{-d/2}^{d/2} \int_{0}^{2\pi} \frac{n}{Z_{0}} \frac{\rho_{0}}{\rho_{2}} |E_{\phi,0}|^{2} \rho_{2} d\phi dz = 2\pi d \frac{n}{Z_{0}} \rho_{0} |E_{\phi,0}|^{2} \qquad .$$
(6.13)

Potenzielle weitere Lösungen der Helmholtzgleichung, deren Poynting-Vektor keine $1/\rho$ -Abhängigkeit aufweisen, können daher auf Grund der Energieerhaltung nicht am Leistungstransport beteiligt sein und werden in der Betrachtung vernachlässigt.

6.2 Modellierung spontaner Emissionsprozesse

Nach Abschnitt 6.1 ist die homogene Lösung der Helmholtzgleichung bekannt. Spontane Emission muss als Anregungsterm aufgefasst werden, der in der Helmholtzgleichung (6.1) nicht erfasst wird. Daher ist eine Modifikation der Helmholtzgleichung notwendig. Am Beispiel eines in z-Richtung ausgerichteten Dipols, für den sich die elektrischen und magnetischen Felder ohne Näherung aus den hertzschen Vektoren berechnen lassen, erfolgt ein Vergleich der Lösungen der modifizierten Helmholtzgleichung mit den Feldern



Bild 6.2: Zur Bestimmung der leistungstragenden Komponenten wird der Poynting-Vektor über die Oberfläche eines Hohlzylinders integriert. Hierbei liefern auf Grund des radialen Energietransports nur die beiden Integrale über die Zylinderaußenfläche A_a (Radius ρ_2) sowie über die Zylinderinnenfläche A_i (Radius ρ_1) einen Beitrag. aus dem hertzschen Dipol. Hilfreich sind dabei Energiebetrachtungen, die es erlauben, die Komplexität des Problems auf ein Mindestmaß zu reduzieren und die Ausdrücke so zu vereinfachen, dass eine Implementierung ohne Orthogonalentwicklung möglich wird.

6.2.1 Dipol entlang der z-Achse

Zunächst wird ein Dipol betrachtet, der entlang der z-Achse ausgerichtet ist. Die Darstellung des \vec{E} -Felds ist unter Verwendung des hertzschen Vektors $\vec{\Pi}$

$$\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \left[\nabla (\nabla \circ \vec{\Pi}) + k^2 \vec{\Pi} \right] \qquad . \tag{6.14}$$

Für das magnetische Feld gilt

$$\vec{H} = -i\omega\nabla \times \vec{\Pi} \qquad . \tag{6.15}$$

Der hertzsche Vektor lautet für einen Dipol im freien Raum

$$\vec{\Pi} = \frac{p_0}{4\pi r} \exp(i\vec{k}\cdot\vec{r})\vec{\mathbf{e}_z} \qquad . \tag{6.16}$$

Die Auswertung von (6.16), (6.14) und (6.15) ergibt, dass das elektrische Feld im wesentlichen durch eine Summe von Termen aufgebaut ist, die neben der allgemeinen $\exp(i\vec{k}\cdot\vec{r})$ -Abhängigkeit proportional zu 1/r, $1/r^3$ und $1/r^5$ sind¹. Das magnetische Feld besitzt auf Grund der etwas einfacheren Darstellung nur Terme, die von 1/r und $1/r^3$ abhängen. Integriert man den Poynting-Vektor über die Oberfläche einer Kugel mit Radius R, erkennt man, dass nur die Terme, die proportional zu 1/r sind, zum Energietransport beitragen können, da die transportierte Energie auf Grund der Energieerhaltung analog zum Beispiel der Zylinderwelle nicht vom Ort abhängen darf.

Dieses Ergebnis ist insofern wichtig, weil es die Beschreibung des Energietransports in dielektrischen Schichten erheblich vereinfacht. Zur Berechnung der Modenanregung oder der Auskoppeleffizienz ist nur der Fernfeld-Term ($\sim 1/r$) des Dipols notwendig. Die weiteren auftretenden Terme sind zur vollständigen Beschreibung der Felder notwendig, sie können auf Grund der Linearität der Maxwell-Gleichungen als additive Beiträge angesehen werden, die zwar die Felder modifizieren aber nicht zum Energietransport beitragen.

Diese Vereinfachung ergibt das magnetische Fernfeld des Dipols (in Polarkoordinaten)

$$\vec{H}\{\vec{r},t\} = \frac{\omega k p_0}{4\pi r} (-\sin\theta) \exp(i\vec{k}\cdot\vec{r})\vec{e_{\phi}}$$
(6.17)

 $^{^{1}}$ r ist dabei in Kugelkoordinaten notiert.

sowie das elektrische Fernfeld

$$\vec{E}\{\vec{r},t\} = \frac{k^2 p_0}{4\pi r \varepsilon_0} (-\sin\theta) \exp(i\vec{k}\cdot\vec{r})\vec{e_\theta} \qquad , \tag{6.18}$$

wobei $p_0 = qd$ das Dipolmoment und $k = \sqrt{\vec{k} \circ \vec{k}}$ die Wellenzahl bezeichnen.

6.2.2 Zur inhomogenen Wellengleichung

Die Helmholtzgleichung (6.1) gilt nur in homogenen, isotropen Gebieten ohne Wellenquellen. Um die Anregung durch einen oszillierenden Dipol mit Frequenz ω zu erfassen, wird die Helmholtzgleichung zu einer inhomogenen Wellengleichung erweitert. Hilfreich ist es dabei, nur den Spezialfall der Anregung durch einen Dipol zu betrachten. Dies ermöglicht die Verwendung einiger spezieller Bedingungen, die in diesem Fall gültig sind und erlaubt es, die Komplexität der Beschreibung zu vereinfachen.

Ein Dipol mit Dipolmoment p_0 verursacht die Polarisation \vec{P}

$$\vec{P} = p_0 \exp(-i\omega t)\delta^{(3)}\{\vec{r}\}\vec{e_z}$$
 , (6.19)

wobei die Dipolachse mit der z-Richtung identisch ist. Die dielektrische Verschiebung setzt sich aus dem Beitrag des Dielektrikums und der eingeprägten Polarisation zusammen

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \qquad . \tag{6.20}$$

Das Ampère-Gesetz lautet bei Berücksichtigung des Verschiebungsstroms

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \qquad . \tag{6.21}$$

Einsetzen von (6.20) ergibt

$$\frac{1}{\mu_0} \left(\nabla \times \vec{B} \right) = \vec{j} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \qquad . \tag{6.22}$$

Die auf der rechten Seite neben der Stromdichte \vec{j} auftretenden Terme sind durch ihre wirbelbildende Wirkung ebenso als Ströme aufzufassen. Dabei wird der Anteil des Stroms, der durch frei bewegliche Ladungsträger verursacht wird, durch \vec{j} erfasst. Der Beitrag

$$\vec{j}_{\rm P} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \tag{6.23}$$

wird als Polarisationsstrom bezeichnet. Die Polarisation \vec{P} muss auch bei der Ladungsdichte berücksichtigt werden. Aus

$$\nabla \circ D = \varrho \tag{6.24}$$

folgt

$$\varepsilon\varepsilon_0\left(\nabla\circ\vec{E}\right) = \varrho - \nabla\circ\vec{P}$$
 . (6.25)

Die Volumenladungsdichte setzt sich durch den Beitrag freier Ladungsträger ρ und dem Beitrag der Polarisationsladungen

$$\varrho_{\rm P} = -\nabla \circ \vec{P} \tag{6.26}$$

zusammen. Prinzipiell ist damit eine Kopplung des Dipols über Polarisationsströme und Polarisationsladungen möglich. Die Wechselwirkung erfolgt aber nur durch den Polarisationsstrom, was im Folgenden gezeigt wird. Anwendung des gausschen Satzes auf (6.26) ergibt

$$\iiint_{\mathrm{V}} -\varrho_{\mathrm{P}} \mathrm{d}^{3} r = \iiint_{\mathrm{V}} \nabla \circ \vec{P} \, \mathrm{d}^{3} r = \iint_{\partial \mathrm{V}} \vec{P} \circ \mathrm{d}^{2} \vec{O} = 0 \qquad , \qquad (6.27)$$

wobei der letzte Schritt durch Einsetzen von (6.19) und Integration z.B. über eine Kugeloberfläche mit Radius R > 0 erfolgt. Da R beliebig gewählt werden kann, ist (6.27) nur für $\rho_{\rm P} = 0$ erfüllt. Eine Voraussetzung zur Gültigkeit der Helmholtzgleichung ist, dass freie Ladungsträger ρ nicht vorhanden sein dürfen. Dies wird auch im weiteren angenommen, so dass

$$\varepsilon\varepsilon_0\left(\nabla\circ\vec{E}\right) = \varrho_{\rm V} = \varrho_{\rm P} + \varrho = 0$$
(6.28)

gilt¹. Die Volumenladungsdichte ρ_V wird damit implizit als Summe von freien und Polarisationsladungen eingeführt. Die weiteren beiden Maxwell-Gleichungen neben (6.21) und (6.28) lauten

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial B}{\partial t} \tag{6.29}$$

$$\nabla \circ \vec{B} = 0 \qquad . \tag{6.30}$$

Durch Bildung der Rotation von (6.29), Einsetzen von (6.21) und Anwendung von (6.28) folgt die inhomogene Wellengleichung für \vec{E}

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \qquad . \tag{6.31}$$

¹ Gilt diese Voraussetzung nicht, gelingt die Beschreibung nur über das Vektorpotenzial \vec{A} und Φ_{el} und macht die Lösung zweier Wellengleichungen und Einhaltung der Lorentz- oder Coulomb-Eichung erforderlich.

Ohmsche Verluste die durch $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ verursacht werden, können über einen komplexen Brechungsindex erfasst werden und fließen in (6.31) durch eine komplexe Lichtgeschwindigkeit ein. Als partikuläre Lösung kann im freien Raum für die Komponenten $i \in \{x, y, z\}$

$$E_i\{\vec{r},t\} = \frac{1}{4\pi} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{\mu_0 \omega^2 P_i\{\vec{r}',t-|\vec{r}-\vec{r}'|/c\}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d^3r'$$
(6.32)

verwendet werden¹ [70]. Nach Einsetzen von (6.19) mit $r = |\vec{r}|$ erhält man

$$\vec{E}\{\vec{r},t\} = \frac{\mu_0 \omega^2 p_0}{4\pi r} \exp\{ikr - i\omega t\}\vec{e}_z \qquad .$$
(6.33)

Nach Übergang zu Kugelkoordinaten ist die Partikulärlösung

$$\vec{E}\{\vec{r},t\} = \frac{\mu_0 \omega^2 p_0}{4\pi r} \left[-\sin\theta \,\vec{e}_\theta + \cos\theta \vec{e}_r\right] \exp\{ikr - i\omega t\} \qquad . \tag{6.34}$$

Man erkennt durch Vergleich mit (6.18), dass der Fernfeld-Term mit der θ -Komponente der Partikulärlösung identisch ist und er damit durch sie verursacht wird. Die darüber hinaus auftretende radiale Komponente trägt im Mittel nicht zum Energietransport bei, da das Magnetfeld nur eine ϕ -Komponente besitzt

$$\vec{H} = \frac{\omega p_0}{4\pi} \left(\frac{-k\sin\theta}{r} + i\frac{\sin\theta}{r^2} \right) \exp(ikr - i\omega t)\vec{e_\phi}$$
(6.35)

und der Poynting-Vektor, der aus beiden Feldern gebildet wird, in θ -Richtung zeigt. Solche Komponenten können nicht am Energietransport beitragen, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird. Bezüglich des Magnetfelds verläuft die Argumentation analog, hier kann ebenfalls nur die 1/r-Abhängigkeit zu einem Energietransport führen und auch dieser Term ist wie beim elektrischen Feld identisch mit (6.17).

Damit ist beispielhaft gezeigt, wie die Berücksichtigung von Dipolquellen erfolgen kann. Dipole werden durch die Partikulärlösung der inhomogenen Wellengleichung für \vec{E} erfasst. Da die selbe Zeitabhängigkeit vorhanden ist, kann

$$\Delta \vec{E} + n_0^2 k^2 \vec{E} = -\mu_0 \omega^2 \vec{P}' \tag{6.36}$$

als inhomogene Helmholtzgleichung betrachtet werden, die von isolierten Dipolen erzeugte Polarisation \vec{P}' erfasst.



Bild 6.3: Zur Modellierung der spontanen Emission werden drei Dipole verwendet, die entlang der drei kartesischen Koordinaten ausgerichtet sind. Die Orientierung der \vec{E} und \vec{H} -Felder der Dipol-Fernfelder in Bezug auf die Schichtebenen definieren die Polarisation des Dipols. Dargestellt ist die emittierte Leistung als Funktion des Polarwinkels θ .

6.2.3 Abstrahlcharakteristiken

Zur Modellierung spontaner Emission ist es notwendig, beliebige Dipolorientierungen im Raum zuzulassen. Neben dem in z-Richtung ausgerichteten Dipol wird ein in der x-y-Ebene liegender Dipol betrachtet, der einen beliebigen Winkel ϕ_0 mit der x-Achse einschließt. Ausgehend von dieser Betrachtung werden die beiden Spezialfälle $\phi_0 = 0$ und $\phi_0 = 90^\circ$ als Basis herangezogen¹.

Zunächst wird dazu auf die Abstrahlcharakteristik eingegangen und die Polarisation der einzelnen Dipole bezüglich des Schichtstapels analysiert. Für den entlang der z-Achse ausgerichteten Dipol hat das \vec{H} -Feld nur eine ϕ -Komponente und ist daher bezüglich der radialen Ausbreitung transversal magnetisch. Aus dem Poynting-Vektor kann die Abstrahlcharakteristik abgeleitet werden.

$$P = \int \mathrm{d}P = \iint_{\mathrm{Kugel}} \vec{E} \times \vec{H}^* \mathrm{d}^2 \vec{O} = \int_{4\pi} (\vec{E} \times \vec{H}^*) \circ \vec{e}_{\mathrm{r}} r^2 \mathrm{d}\Omega$$
(6.37)

Die pro Raumwinkel emittierte Leistung ist mit Normierung

$$\frac{\mathrm{d}P^{(\mathrm{v})}}{\mathrm{d}\Omega_{(\mathrm{TM})}} = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta P_0 \qquad . \tag{6.38}$$

Der Index (v) kennzeichnet dabei die vertikale Lage des Dipols. Dessen Abstrahlcharakteristik ist daher $\sim \sin^2 \theta$. Für einen in der Ebene liegenden Dipol mit Winkel ϕ_0 zur

¹ Dies entspricht einer Wellenausbreitung mit $\vec{k} = k \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$.

¹ Diese Vorgehensweise wird auch von Benisty et al. verfolgt [71].

x-Achse lautet der Hertzsche Vektor

$$\vec{\Pi} = \frac{p_0}{4\pi r} \exp(i\vec{k}\cdot\vec{r}) \left(\cos\phi_0\vec{e_x} + \sin\phi_0\vec{e_y}\right) \qquad (6.39)$$

Das elektrische Fernfeld folgt zu

$$\vec{E} = \frac{p_0}{4\pi r} \frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \left(\cos \phi_0 \left[\cos \phi \cos \theta \vec{e_{\theta}} - \sin \phi \vec{e_{\phi}} \right] + \sin \phi_0 \left[\sin \phi \cos \phi \vec{e_{\theta}} + \cos \phi \vec{e_{\phi}} \right] \right)$$
(6.40)

und das zugehörige Magnetfeld ist

$$\vec{H} = \frac{\omega p_0 k_0}{4\pi r} \left(\cos \phi_0 \left[\sin \phi \vec{e_{\theta}} + \cos \theta \cos \phi \vec{e_{\phi}} \right] + \sin \phi_0 \left[-\cos \phi \vec{e_{\theta}} + \cos \theta \sin \phi \vec{e_{\phi}} \right] \right)$$
(6.41)

Die Gleichungen (6.40) und (6.41) lassen sich als Summe des azimutalen Anteils und des Elevationsanteils auffassen

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$
 (6.42)

$$\vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2$$
 . (6.43)

Dabei gehören die jeweiligen Anteile gemäß

$$\vec{E}_1 = \frac{p_0 k_0^2}{4\pi r\varepsilon_0} (-\cos\phi_0 \sin\phi + \sin\phi_0 \cos\phi) \exp(i\vec{k}\cdot\vec{r})\vec{e}_\phi$$
(6.44)

$$\vec{H}_1 = \frac{\omega p_0 k_0}{4\pi r \varepsilon_0} (-\cos\phi_0 \sin\phi + \sin\phi_0 \cos\phi) \exp(i\vec{k}\cdot\vec{r})\vec{e}_\theta \tag{6.45}$$

und

$$\vec{E}_2 = \frac{p_0 k_0^2}{4\pi r \varepsilon_0} (\cos \phi_0 \cos \phi \cos \theta + \sin \phi_0 \sin \phi \cos \theta) \exp(i \vec{k} \cdot \vec{r}) \vec{e}_\theta \qquad (6.46)$$

$$\vec{H}_2 = \frac{\omega p_0 k_0}{4\pi r \varepsilon_0} (\cos \phi_0 \cos \phi \cos \theta + \sin \phi_0 \sin \phi \sin \theta) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \vec{e}_\phi \qquad (6.47)$$

zusammen. Während der Anteil (6.44) und (6.45) einen transversal elektrischen Charakter besitzt, ist der Anteil, der durch (6.46) und (6.47) beschrieben wird, transversal magnetisch. Der Poynting-Vektor lautet

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}^* = \vec{E}_1 \times \vec{H}_1^* + \vec{E}_2 \times \vec{H}_2^* = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 \tag{6.48}$$

mit

$$\vec{S}_1 = \frac{\omega k_0^3}{\varepsilon_0} \left(\frac{p_0}{4\pi r}\right)^2 \vec{e}_r \tag{6.49}$$

für den TE-Anteil und

$$\vec{S}_2 = \frac{\omega k_0^3}{\varepsilon_0} \left(\frac{p_0}{4\pi r}\right)^2 \cos^2 \theta \,\vec{\mathbf{e}}_r = \vec{S}_1 \cos^2 \theta \tag{6.50}$$

für den TM-Anteil. Die Abstrahlcharakteristik ist für den TE-Anteil

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}\Omega}_{(\mathrm{TE})}^{(\mathrm{h})} = \frac{3}{16\pi}P_0 \tag{6.51}$$

und für den TM-Anteil folgt

$$\frac{\mathrm{d}P^{(\mathrm{h})}}{\mathrm{d}\Omega_{(\mathrm{TM})}} = \frac{3}{16\pi} \cos^2 \theta P_0 \qquad , \tag{6.52}$$

wobei (h) die horizontale Lage des Dipols charakterisiert. Die Lage des Dipols ϕ_0 in der *x-y*-Ebene hat offensichtlich keinen Einfluss auf die Zerlegung, ein Ensemble von Dipolen mit beliebiger statistischer Verteilung ϕ_0 besitzt die selbe Abstrahlcharakteristik. Als willkürliche Basis kann $\phi_0 = 0$ (Dipol entlang der *x*-Achse) und $\phi_0 = 90^\circ$ (Dipol entlang der *y*-Achse) gewählt werden, was in Abbildung 6.3 illustriert ist. Das Verhältnis der Leistungsanteile TE zu TM für einen in der Ebene liegenden Dipol ist 2:1. Daher wirkt dieser Dipol bei isotroper Anregung hauptsächlich TE-artig.

6.2.4 Dipole in dielektrischen Schichten

Zwischen Partikulärlösung und den Randbedingungen vermittelt die homogene Lösung der Differenzialgleichung. Bislang wurden Randbedingungen an den auftretenden Grenzflächen nicht berücksichtigt. In Schichten, in denen keine Anregung vorliegt, werden durch den Einsatz der Transfermatrixmethode die Stetigkeitsbedingungen implizit berücksichtigt. Für den Fall der Anregung ist die Summe aus der homogenen Lösung der Helmholtzgleichung und der partikulären Lösung (Anregung) zu bilden. Dabei kann man sich auf Grund der Überlegungen zum Energietransport auf die energietragenden Größen beschränken. Dies führt zum Ansatz

$$E_{y,2}^{(+)} = E_{y,3}^{(+)} + \Delta E_y^{(+)}$$
(6.53)

$$E_{y,3}^{(-)} = E_{y,2}^{(-)} + \Delta E_y^{(-)}$$
(6.54)

für TE-Feldanteile, wobei ΔE_y den Anteil des Dipols an der in positive und negative z-Richtung laufenden Teilwelle beschreibt. In analoger Weise können TM-artige Feldanteile behandelt werden

$$H_{y,2}^{(+)} = H_{y,3}^{(+)} + \Delta H_y^{(+)}$$
(6.55)

$$H_{y,3}^{(-)} = H_{y,2}^{(-)} + \Delta H_y^{(-)}$$
 (6.56)

(6.57)

Da die Abstrahlcharakteristik und die Polarisation der Dipole bekannt sind, können die Quellterme für die elektrischen bzw. magnetischen Felder bestimmt werden. Für den vertikalen TM-Dipol (6.38) ist die Tangentialkomponente nach (6.17) des Magnetfelds stetig, daher gilt

$$\Delta H_y^{(+)} = \Delta H_y^{(-)} \qquad , \tag{6.58}$$

weiterhin ist $\Delta H_y^{(+)}$ negativ. Für den horizontalen TE-Dipol gilt

$$\Delta E_y^{(+)} = \Delta E_y^{(-)} \qquad , \tag{6.59}$$

wobei $\Delta E_y^{(+)}$ für $\phi_0 = 90^\circ$ nach (6.44) positiv ist. Für den horizontalen TM-Dipol ergibt sich beim Übergang von positiven zu negativen Winkel θ nach (6.47) ein Vorzeichenwechsel. Daher gilt

$$\Delta H_y^{(+)} = -\Delta H_y^{(-)} \qquad . \tag{6.60}$$

Die Quellterme sind in Tabelle 6.2.4 zusammengestellt, wobei $\sin \theta = k_x/k_0$ und $\cos \theta = k_z/k_0$ ersetzt wurde. Die Koeffizienten

$$E_0 = \sqrt{\frac{P_0 Z_0}{2\pi dn \rho_0}}$$
(6.61)

und

$$H_0 = \sqrt{\frac{P_0 n}{2\pi d\rho_0 Z_0}}$$
(6.62)

folgen aus den Energiebetrachtungen nach Abschnitt 6.1.

Zur Berechnung der homogenen Lösung wird der in Abbildung 6.1 dargestellte dielektrische Schichtstapel in zwei Teilstapel aufgeteilt, deren resultierende Streumatritzen mit Hilfe der Transfermatrixmethode berechnet werden kann und als bekannt vorausgesetzt werden. Zur Verknüpfung beider Schichtstapel wird ein Signalflussgraph (siehe Abbildung 6.4) verwendet, dabei treten die additiven Terme aus (6.53) als Quellen in der Ebene des Dipols auf.

Für die in dieser Arbeit gemachten Untersuchungen sind zwei Berechnungen interessant, die mit Hilfe des Signalflussgraphen¹ erfolgen können. Dies sind Ausdrücke für die

Dipol	TE	TM
horizontal	$\Delta E_y^{(+),(-)} = \sqrt{\frac{3}{16\pi}} E_0$	$\Delta H_y^{(+),(-)} = \pm \sqrt{\frac{3}{16\pi}} \frac{k_z}{k_0} H_0$
vertikal	0	$\Delta H_y^{(+),(-)} = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \frac{k_x}{k_0} H_0$

 Tab. 6.1:
 Quellterme f
 ür die auftretenden Dipolkomponenten.

¹ Signalflussgraphen werden in der Hochfrequenztechnik eingesetzt, die Berechnung der Ausdrücke erfolgt nach der Masonregel [72, 73], auf die an dieser Stelle nicht weiter eingegangen wird.



Bild 6.4: (a): Die vor- bzw. rücklaufende Welle erfährt die Änderung $\Delta E_y^{(+)}$ beim Durchqueren der Schicht, in der sich der Dipol befindet. (b): Die Berechnung der Kopplung von Dipol und Resonator kann z.B. mittels des abgebildeten Signalflussgraphen und der Masonregel durchgeführt werden, welcher hier am Beispiel des TE-Dipols dargestellt ist. Da von außen kein *E*-Feld auf die Struktur einfällt, ist $E_{y,4}^{(+)} = 0$ und $E_{y,1}^{(-)} = 0$. Das substratseitige \vec{E} -Feld ergibt sich aus der Summe der epitaxie- und substratseitigen Dipolbeiträge $\Delta E_y^{(+)}$ und $\Delta E_y^{(-)}$.

Leistung die in den substrat- bzw. epitaxieseitigen Halbraum abgestrahlt wird und die Kopplung der drei elementaren Dipole an geführte Moden.

Das elektrische Feld im epitaxieseitigen Halbraum ist

$$E_{y,1}^{(+)}\{k_y,k_z\} = \frac{s_{21}^{\mathrm{T}}\Delta E_y^{(+)} + s_{21}^{\mathrm{T}}s_{11}^{\mathrm{B}}\Delta E_y^{(-)}}{1 - s_{11}^{\mathrm{T}}s_{11}^{\mathrm{B}}} \qquad .$$
(6.63)

und im substratseitigen Halbraum gilt

$$E_{y,4}^{(-)}\{k_y,k_z\} = \frac{s_{21}^{\rm B}\Delta E_y^{(-)} + s_{21}^{\rm B}s_{11}^{\rm T}\Delta E_y^{(+)}}{1 - s_{11}^{\rm T}s_{11}^{\rm B}} \qquad (6.64)$$

Die Gleichungen (6.64) und (6.63) beschreiben dabei die Wirkung des Dipols im Außenraum vollständig und können für die Berechnung der abgestrahlten Leistung von LED-Strukturen verwendet werden.

6.3 Anregung geführter Moden

Zur Berechnung der Kopplung des Dipols an die geführten Moden ist es günstig, die an die Schichtstruktur abgegebene Leistung entlang der in Abbildung 6.4 dargestellten Schnittebenen (a) und (b) zu berechnen. Die an den epitaxieseitigen Stapel abgegebene Leistung ist

$$I_{\rm T}\{\theta\} \sim |E_{y,2}^{(+)}|^2 - |E_{y,2}^{(-)}|^2 = |E_{y,2}^{(+)}|^2 (1 - |s_{11}^{\rm T}|^2)$$
$$= \left|\frac{s_{11}^{\rm B} \Delta E_y^{(-)} + \Delta E_y^{(+)}}{1 - s_{11}^{\rm B} s_{11}^{\rm T}}\right|^2 (1 - |s_{11}^{\rm T}|^2) \qquad (6.65)$$

Für den substratseitigen Stapel ergibt sich

$$I_{\rm B}\{\theta\} \sim |E_{y,3}^{(-)}|^2 - |E_{y,3}^{(+)}|^2 = |E_{y,3}^{(-)}|^2 (1 - |s_{11}^{\rm B}|^2) = \left|\frac{s_{11}^{\rm T} \Delta E_y^{(+)} + \Delta E_y^{(-)}}{1 - s_{11}^{\rm B} s_{11}^{\rm T}}\right|^2 (1 - |s_{11}^{\rm B}|^2) .$$
(6.66)

Eine geführte Mode breitet sich unter dem Winkel θ_m zur Schichtnormalen aus. Dieser ist mit dem effektiven Index verknüpft

$$\sin \theta_m = \frac{\operatorname{Re}\{n_{\operatorname{eff}}\}}{n_0} = \frac{\operatorname{Re}\{k_x\}}{k_0}$$
, (6.67)

wobei n_0 den Brechungsindex der aktiven Zone bezeichnet. Eine Analyse der Funktionen (6.65) und (6.66) ergibt ein δ -förmiges Verhalten bei den Winkeln θ_m der geführten Moden, wobei m der Index der Mode ist. Leistung, die vom Dipol genau unter diesen Winkeln emittiert wird, kann die entsprechende Mode m anregen. Für geringfügig andere Winkel um θ_m herum findet ebenfalls eine Kopplung statt, die jedoch schwächer ist. Daher wird der Winkel θ_m als Hauptakzeptanzwinkel der Mode bezeichnet. Die Berechnung der gesamten in eine Mode m fallende Leistung P_m ist aus

$$P_m = \int_0^{2\pi} \int_{\theta_1^m}^{\theta_2^m} \left(I_{\rm B} + I_{\rm T} \right) \sin \theta \, \mathrm{d}\theta \mathrm{d}\phi \tag{6.68}$$

zu berechnen. Um ein annähernd symmetrisches Integrationsfenster um den Hauptakzeptanzwinkel herum zu erhalten, werden die Integrationsgrenzen θ_1^m und θ_2^m jeweils aus dem Mittelwert zweier benachbarter Moden gewählt

$$\theta_1^m = (\theta_{m-1} + \theta_m)/2 \tag{6.69}$$

und

$$\theta_2^m = (\theta_m + \theta_{m+1})/2$$
 . (6.70)

Die auftretenden Nennerterme $1 - s_{11}^{B} s_{11}^{T}$ in (6.65) und (6.66) legen die spektrale Breite der Mode fest. Die Modenanregung (6.68) wird durch die Abstrahlcharakteristik des Dipols und die modalen Verluste festgelegt.

Die Form von (6.36) erinnert an klassische Differenzialgleichungen wie sie zum Beispiel bei erzwungenen Schwingungen eines Schwingkreises auftreten. Auch der klassische Fabry-Pérot-Resonator, der an dieser Stelle zum Vergleich betrachtet wird, verhält sich bei externer optischer Anregung (z.B. Transmission) vergleichbar.

Die Intensität I des Fabry-Pérot-Resonators als Funktion der Wellenzahl k ist [74]

$$I = \frac{|E_0|^2}{|1 - r \exp\{-i2kl\}|^2} \qquad , \tag{6.71}$$

wobei E_0 die Feldamplitude, l die Länge des Resonators und r den Reflexionsfaktor für einen gesamten Umlauf im Resonator bezeichnet. Vergleicht man die Nenner von (6.65) und (6.66) mit (6.71) ist für den qualitativen Vergleich

$$r = |s_{11}^{\rm B} s_{11}^{\rm T}| \tag{6.72}$$

und

$$2kl = -\arg(s_{11}^{\rm B}s_{11}^{\rm T}) \tag{6.73}$$

zu setzen. Weitere Umformungen von (6.71) ergeben

$$I = \frac{I_{\max}}{1 + (2\frac{F}{\pi})^2 \sin^2\left(\pi \frac{\nu}{\nu_{\rm F}}\right)} , \qquad (6.74)$$

wobei F die Finesse der Mode mit Resonanzfrequenz $\nu_{\rm F}$ bezeichnet. Die spektrale Breite des Resonators ist durch den Reflexionsfaktor nach

$$F = \frac{\pi\sqrt{r}}{1-r} \qquad , \tag{6.75}$$



Bild 6.5: Spektrale Breite eines klassischen Fabry-Pérot-Resonators, der hier zum Vergleich des Verhaltens der geführten Moden herangezogen wird.

bestimmt, also durch die in der Kavität auftretenden Spiegelverluste. Bei geführten Moden sind die dominierenden Verluste im Term $s_{11}^{\rm B} s_{11}^{\rm T}$ durch die Absorption der Mode festgelegt, da Reflexionsverluste auf Grund der Totalreflexion nicht existieren. Das Verhalten des Resonators für verschiedene Resonatorgüten ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Die spektrale Breite geführter Moden verhält sich dementsprechend. Für die modale Anregung ist das Integral (6.68) entscheidend. Um das Beispiel mit der Modenanregung zu vergleichen, wird (6.74) über eine Mode integriert

$$I_{\rm m} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{-\Delta\nu/2}^{\Delta\nu/2} \frac{I_{\rm max}}{1 + (2\frac{F}{\pi})^2 \sin^2\left(\pi\frac{\nu}{\nu_{\rm F}}\right)} d\nu \approx$$
$$\approx \frac{1}{\Delta\nu} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_{\rm max}}{1 + (2F\frac{\nu}{\nu_{\rm F}})^2} d\nu = \frac{\pi I_{\rm max}\nu_{\rm F}}{2F\Delta\nu} \quad , \qquad (6.76)$$

wobei $\Delta \nu$ den Modenabstand bezeichnet. Die Modenanregung ist damit umgekehrt proportional zur Finesse der Mode. Mit einer großen Finesse sinkt die modale Anregung.

Interessant ist nun, in wie weit sich Absorptionsverluste auf die modale Anregung auswirken. Dies wird, um die Zahl der Moden zu reduzieren, nicht an einer LED-Struktur sondern an einem einfacheren Beispiel durchgeführt. Die untersuchte Struktur besteht aus einer Dipolschicht die in jeweils 100 nm dicke GaN-Schichten (n = 2.446 bei 450 nm) eingebettet ist. Das umgebende Medium ist Luft, das als Deckschicht wirkt. In Abbildung 6.6 ist die Anregung der auftretenden vier Moden für verschiedene Schichtabsorptionen dargestellt. Die modale Anregung ist weitgehend unabhängig vom Absorptionskoeffizient. Dieses Verhalten tritt dann ein, wenn die Finesse sehr hoch ist und die Änderung der Finesse bezogen auf den Absolutwert klein ist. Erst bei sehr hohen Absorptionskoeffizienten macht sich die reduzierte Finesse bemerkbar. Da die Schich-



Bild 6.6: Modale Anregung als Funktion der Absorption für ein Modellschichtsystem (Beschreibung siehe Text).

tabsorptionen im Bereich von $1-100 \text{ cm}^{-1}$ zu erwarten sind, weisen die Moden üblicherweise eine sehr hohe Finesse auf, so dass die Anregung unabhängig von den Absorptionsverhältnissen wird. Die modale Anregung wird demnach durch den Einfluss der Dipol-Richtcharakteristik, welche durch Kopplung an die Schichtstruktur gegenüber der Abstrahlung im freien Raum modifiziert wird, bestimmt.

Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Grundlagen für die Behandlung von spontaner Emission in dielektrischen Schichten gegeben. Emissionsprozesse können durch drei repräsentative Dipole beschrieben werden, die anteilig TE- und TM-Moden anregen.

Leistungsbetrachtungen helfen dabei, die Komplexität der Beschreibung auf ein Mindestmaß zu reduzieren. Eine aufwändige Orthogonalentwicklung der Felder ist zur Beschreibung des Energietransports nicht notwendig, was die technische Umsetzung der Berechnung erheblich vereinfacht. Daher reicht zur Modellierung die Modifikation der Transfermatrixmethode aus, die um Quellterme erweitert wird.

Auf dieser Basis kann die Kopplung spontaner Emission an geführte Moden quantitativ erfasst werden. Simulationen zeigen, dass die Absorption auf die modale Anregung keinen nennenswerten Einfluss besitzt. Die Kopplung wird daher durch die Abstrahlcharakteristik der Dipole festgelegt, die wiederum durch Interferenzeffekte des Schichtstaples modifiziert wird.

Kapitel 7

Experimentelle Ergebnisse zur Absorption

Im vorigen Kapitel wurden Modelle zur Beschreibung des Intensitätsverlaufs vorgestellt. Dabei konnte die Wellenleiterdispersion bei Annahme einer homogenen Absorptionsverteilung und die Auskopplung von Strahlungsmoden als mögliche Ursache für die beobachtete nicht-exponentielle Intensitätsverteilung ausgeschlossen werden. Ein homogener, isotroper Streumechanismus hat ähnliche Auswirkungen auf die geführte optische Leistung wie eine homogene, isotrope Absorption, da für beide Effekte die Verluste pro Strecke proportional zur Intensität sind. Damit gehorcht die Lösung der aus diesem Ansatz resultierenden Differenzialgleichung immer einem rein exponentiellen Zusammenhang, der die experimentellen Daten nicht beschreiben kann. Eine nicht-exponentielle Intensitätsverteilung kann dabei nur durch einen Verlustmechanismus verursacht werden, der zu unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten der einzelnen Moden führt. Zwei Modelle wurden dazu diskutiert, die beide die Kopplung an die Wellenleiterdispersion voraussetzen.

Der Leistungsverlust einer Mode kann durch Streuung verursacht werden, jedoch muss die Streuung auf einen Teilbereich des Wellenleiters beschränkt bleiben. Zu dieser Modellvorstellung steht die Annahme einer inhomogenen Absorption in direkter Konkurenz. Die Verluste werden in diesem Fall jedoch durch Absorption hervorgerufen, die ebenfalls auf ein kleines Volumen des Wellenleiters beschränkt bleiben muss, um eine Kopplung an die Wellenleiterdispersion zu erreichen. Neben der quantitativen Analyse der Absorptionseigenschaften des GaN mit guter kristalliner Qualität, wirft dies die Frage nach der physikalischen Ursache der Verluste auf. Beide Aspekte werden in diesem Kapitel aufgegriffen.

7.1 Wellenleiterexperiment

Die beiden vorgestellten Modelle werden im Folgenden auf experimentelle Daten angewandt. Darüber hinaus ist für Leuchtdioden auch eine wellenlängenabhängige Bestimmung des Absorptionskoeffizienten wünschenswert. Zur Untersuchung der spektralen Absorptionseigenschaften wurden daher Leuchtdiodenstrukturen mit unterschiedlicher Emissionswellenlänge epitaxiert. Der Intensitätsverlauf der einzelnen Proben unterschiedlicher Emissionswellenlänge wird im folgenden Abschnitt vorgestellt und diskutiert.

7.1.1 Abhängigkeiten von der Emissionswellenlänge

Bei der hergestellten Probenserie wurde darauf geachtet, dass die Nukleation, das Wachstum des Puffers, sowie das Dotierprofil etc. identisch durchgeführt wurden. Lediglich bei der aktiven Zone wurden die Wachstumszeiten verändert. Durch sie wird die Quantenfilmdicke und damit die energetische Lage des Grundzustands des Quantenfilms modifiziert. Dünnere Filmdicken heben das Grundniveau an, die Emissionswellenlänge wird dadurch kurzwelliger.

Gegenüber einer Änderung des Indium-Gehalts hat die Veränderung der Schichtdicke den Vorteil, dass gezielt ein Parameter verändert werden kann, der in gewissen Grenzen keinen nennenswerten Einfluss auf die sonstige Schichtstruktur besitzt. Möglich wäre auch eine Änderung der Gaszusammensetzung beim Wachstum der Quantenfilme, jedoch kann auf Grund des komplexen Zusammenspiels von Indium-Einbau und Wachstumsrate nicht ohne weiteres gewährleistet werden, dass sich die optischen Eigenschaften der auf der aktiven Zone gewachsenen Schichten nicht ändern¹.

Bei der vorliegenden Probenserie handelt es sich um eine fünffache Quantenfilmstruktur deren Schichtaufbau in Tabelle 7.1 zusammengefasst ist.

In Abbildung 7.1 ist der Intensitätsverlauf für die Probenserie dargestellt. Bemerkenswert ist dabei, dass die geführte optische Leistung im Wellenleiter innerhalb des Bereichs

Dicke (nm)	Material
250	p-GaN:Mg
20	$\mathrm{Al}_{0.3}\mathrm{Ga}_{0.7}\mathrm{N}$:Mg
5	GaN
$5 \times \int 4$	$In_{0.1}Ga_{0.9}N$
$\int \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \mathbf{x}} \int 5$	GaN
1500	n-GaN:Si
30	GaN-Nuklation
300000	Saphir

Probe	Wachstums- dauer QWs	Emissions- wellenlänge
S423	100 s	404 nm
S425	$112 \mathrm{~s}$	431 nm
S428	$130 \mathrm{\ s}$	433 nm

Tab. 7.1: Schichtaufbau der Proben S423-S428. Die Proben unterscheiden sich nur in bezug auf die Wachstumsdauer der InGaN-Quantenfilme. Die Emissionswellenlänge wird damit über die energetische Lage des Grundzustands der Quantenfilme eingestellt. Der Indium-Gehalt der Quantenfilme bleibt daher konstant.

¹ Denkbar ist, dass Streuung und Absorption von der Defektstruktur abhängig sind.



Bild 7.1: Geführte Leistung im Wellenleiter als Funktion der Wellenleiterlänge.

von 404-433 nm nicht von der Wellenlänge abhängig ist. Theoretisch weisen Streuung als auch die Absorption eine Wellenlängenabhängigkeit auf. Für Streuung die auf Fluktuation des Brechungsindex beruht, ist für die Streuwahrscheinlichkeit eine reziproke Proportionalität zur vierten Potenz der Wellenlänge bekannt¹. Aber auch für die Absorption ist eine Wellenlängenabhängigkeit auf Grund des Band-Tail-Effekts oder durch freie Ladungsträgerabsorption denkbar, wobei der letztere Effekt allerdings erst bei höheren Dotierungen oder bei sehr viel längeren Wellenlängen (nahes und mittleres Infrarot) auftritt.

Damit ist keine Identifikation des Verlustmechanismus aus der spektralen Analyse möglich. Im Folgenden sollen beide Modelle auf die experimentellen Daten angewandt werden.

Zunächst wird das Modell der Oberflächenstreuung untersucht, welches in Abschnitt 5.2 vorgestellt wurde. Die in Abbildung 7.2 dargestellten experimentellen Daten der Proben S423-S428 zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Simulationskurve für $\alpha = 7 \text{ cm}^{-1}$. Bei den Simulationen wurde ein Streuparameter von $\sigma_{\rm G} = 0.8$ (zur Definition von $\sigma_{\rm G}$ siehe Abschnitt 5.2) verwendet.

Anschaulich legt $\sigma_{\rm G}$ den Öffnungswinkel des gestreuten Lichtkegels fest. Dabei ist zu beachten, dass die Simulation für jeden Strahl, der sich von der Lichtquelle ausbreitet, nur eine Trajektorie errechnet (vgl. Monte Carlo Simulation). Am streuenden Interface wird dabei zunächst die Richtung des Strahls ohne Streuung berechnet, diese wird durch eine Gaussverteilung mit Streuparameter $\sigma_{\rm G}$ modifiziert².

¹ Dies ist die Rayleigh-Streuung.

² Streukegel treten in der Simulation also nur auf, wenn entsprechend viele Strahlen gleicher Richtung auf einen definierten Punkt treffen.

Bemerkenswert bei den Simulationskurven ist, dass trotz des großen Streuparameters $\sigma_{\rm G}$ der Intensitätsverlauf von der Materialabsorption dominiert wird. Dies erlaubt eine qualitative Abschätzung der Genauigkeit dieses Verfahrens. Während die Simulationskurve für $\alpha = 10 \text{ cm}^{-1}$ von $\alpha = 7 \text{ cm}^{-1}$ weit auseinander liegt und damit eine gute Unterscheidung möglich ist, gelingt dies bei kleineren Absorptionskoeffizienten nicht mehr. Daher kann als Auflösungsgrenze etwa $\alpha = 3 \text{ cm}^{-1}$ angesehen werden. Tendenziell kann damit der tatsächliche Materialabsorptionskoeffizient geringfügig kleiner als 7 cm⁻¹ sein.

Literaturwerte liegen jedoch deutlich über diesem Wert. Für den Wellenlängenbereich von 404-433 nm sind Werte im Bereich von 200 cm^{-1} [52] mit Hilfe der Photothermischen Deflektionsspektroskopie bestimmt worden. Für InGaN basierende Laserdioden sind modale Absorptionskoeffizienten im Bereich von 37-54 cm⁻¹ bekannt [7,75]. Eine Diskussion der quantitativen Werte soll an dieser Stelle jedoch noch nicht durchgeführt werden, weil die argumentative Basis auf den bisherigen Ergebnissen zu schwach ist und die unterschiedlichen Ergebnisse nicht ohne weitere experimentelle Ergebnisse verstanden werden können.

Als nächstes Ziel wird die Anwendung des inhomogenen Absorptionsmodells auf die experimentellen Daten angestrebt. Dies ist jedoch nicht ohne die Zuhilfenahme weiterer Messverfahren möglich. Um die Modellrechnungen nach Abschnitt 5.3.1 anwenden zu können, steht zunächst die Bestimmung der gesamten absorbierten optischen Leistung im Vordergrund, diese wird durch das Produkt αd charakterisiert. Als leistungsfähige Messmethode wird die Photothermischen Deflektionsspektroskopie eingesetzt, die eine direkte Bestimmung des Produkts αd (siehe Abschnitt 4.2) ermöglicht.



Bild 7.2: Anwendung des Streumodells, welches in Abschnitt 5.2 vorgestellt wurde. Die experimentellen Daten werden durch die Simulationskurve mit $\alpha = 7 \text{ cm}^{-1}$ gut beschrieben. Tendenziell dürfte der Materialabsorptionskoeffizient geringfügig kleiner als 7 cm^{-1} sein.

7.1.2 Referenzmessung mit Hilfe der Photothermischen Deflektionsspektroskopie

In Abbildung 7.3 ist der Verlauf des PDS-Signals in Abhängigkeit der Photonenenergie des Anregungslichts dargestellt. Die Kurven sollen kurz diskutiert werden. Zu den bereits vorgestellten Proben ist das PDS-Signal einer einzelnen GaN-Schicht auf Saphir dargestellt, die in ihrer Dicke etwa der der Leuchtdiodenstrukturen entspricht. Vergleicht man diese Kurve mit den der Proben S423, S425 und S428, lässt sich der Einfluss der Ouantenfilme leicht identifizieren. Darüber hinaus besteht eine in der Literatur ausführlich beschriebene Verschiebung zwischen Emissionswellenlänge und der Absorptionskante der Quantenfilme, die auf den QCSE (siehe Abschnitt 2.2) zurückzuführen ist. Bei den vorliegenden Proben beträgt die Energiedifferenz zwischen 80 und 120 meV und passt sehr gut zu Literaturwerten für kompressiv verspannte $In_{0.1}Ga_{0.9}N$ -Quantenfilme [59, 76–78]. Mit zunehmender Verspannung, die durch einen höheren Indium-Gehalt entsteht, aber auch mit abnehmender Schichtdicke nimmt die Energiedifferenz zu. Auftretende Phasenseparationseffekte und die Relaxation der Schichten sind weitere Effekte, die die Größe des QCSE bestimmen. Üblicherweise weisen aber alle Quantenfilme die entlang der [0001]-Richtung gewachsen werden, den QCSE auf. Auf die Bedeutung des QCSE für das integrierte Wellenleiterexperiment wurde in Abschnitt 4.1.3 eingegangen.

Die Bestimmung des Absolutwerts der optisch absorbierten Leistung aus der PDS--Messung kann jedoch nicht ohne ein weiteres Referenzverfahren erfolgen. Hierfür können Transmissionsmessungen herangezogen werden. Um dieses Verfahren anwenden



Bild 7.3: Messung der optisch absorbierten Leistung der Proben S423, S425 und S428 mittels der Photothermischen Deflektionsspektroskopie (PDS). Zum Vergleich sind auch die Emissionswellenlängen der Quantenfilme mit eingezeichnet. Zusätzlich ist das PDS-Signal einer vergleichbar dicken GaN-Probe dargestellt, anhand deren man den zusätzlichen Beitrag der Quantenfilme identifizieren kann. Die Verschiebung zwischen Emission und Absorption wird durch den Quantum-Confined-Stark Effekt verursacht und beträgt bei den untersuchten Proben zwischen 80 und 120 meV.

zu können, darf die Oberfläche auf der Epitaxie bzw. Substratseite keine Rauheit¹ aufweisen. Eine vorhandene Änderung der Schichtdicke² im Bereich des optischen Strahldurchmessers lässt die Fabry-Pérot-Moden verblassen, dies kann bei der Modellierung der Transmissionsfunktion nicht berücksichtigt werden. Inhomogene Proben oder Proben mit rauer³ Substratunterseite wie sie oft bei der LED-Herstellung eingesetzt werden, sind für die quantitative Analyse ungeeignet. Für komplizierte Schichtstrukturen treten Überlagerungen mehrerer Fabry-Pérot-Moden der einzelnen beteiligten Schichten auf. Dies erschwert die Analyse und verursacht meist eine reduzierte Genauigkeit bei der Bestimmung des Absorptionskoeffizienten, da sowohl die Fabry-Pérot-Moden, als auch die Absorption das spektrale Verhalten der Transmission festlegen.

7.1.3 GaN-Einzelschichten auf Saphir

Beide Aspekte motivieren die Epitaxie von GaN-Einzelschichten auf beidseitig polierten Saphir-Substraten. Zur Bestimmung der optisch absorbierten Leistung wurde eine Serie von GaN-Einzelschichten epitaxiert. Die Transmission der Proben S174, S139, S141 mit den Dicken 600 nm, 1.2 μ m und 2.4 μ m ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Die Messkurven sollen kurz diskutiert werden. Energetisch unterhalb der Bandkante von $E_g = 3.39$ eV kann eine Modulation der Transmission durch Interferenz des Lichts mit





¹ Die Rauheit muss wesentlich kleiner als die Materialwellenlänge sein.

² Hiermit ist der Gang über den Wafer gemeint.

³ Diese entsteht bei der Herstellung der Wafer durch das Sägen des Saphir-Einkristalls. Eine Politur beider Substratseiten erfolgt meist nicht, da dadurch ein Prozessschritt eingespart werden kann.

der GaN-Einzelschicht beobachtet werden. Der Modenabstand beträgt

$$\Delta \lambda_{\rm FP} = \frac{\lambda^2}{2dn(1 - (\lambda/n)(dn/d\lambda))} \qquad , \tag{7.1}$$

wobei d die Schichtdicke, λ die Wellenlänge und n den Brechungsindex der Schicht bedeuten. Mit abnehmender Schichtdicke vergrößert sich der Abstand der Fabry-Pérot-Moden. Die sind die üblichen Parameter, die das Transmissionsspektrum bestimmen. Darüber hinaus ist allerdings zu beobachten, dass sich die Transmissionsmaxima¹ der verschiedenen Proben auf der selben Einhüllenden befinden. Die epitaxierte GaN-Schicht wirkt im Falle konstruktiver Interferenz bezüglich des Saphirs wie eine Entspiegelungsschicht. Falls die GaN-Schicht keine Verluste aufweist, wird die Lage der Maxima der Transmissionskurve nur durch den Brechungsindex des Saphirs bestimmt [79]. Im Energiebereich kleiner 1.8 eV stimmt die Lage der Maxima gut mit der Transmissionskurve von Saphir überein. Die GaN-Schicht weist hier nur eine geringe Absorption auf. Verfolgt man die Kurven in Richtung höherer Energien, stellt man fest, dass die Lage der Maxima von der Transmissionskurve von Saphir merklich abweicht. Dies deutet auf optische Verluste hin. Gleichzeitig verbleiben die Maxima der Transmissionskurven der drei Proben auf der selben Hüllkurve. Wären die optischen Verluste homogen über die Schichtdicke verteilt, würde man eine Reduktion der Maxima bei kleinerer Schichtdicke erwarten. Dies scheint aber offensichtlich nicht der Fall zu sein und führt zur Interpretation, dass die Absorption des zuletzt gewachsenen Materials sehr gering sein muss. Trotzdem muss die Abweichung von der Transmissionskurve von Saphir durch optische Verluste erklärt werden. Es ist daher anzunehmen, dass dies in einer Schicht passiert, die zu Beginn des epitaktischen Wachstums entsteht. Die Probenserie erlaubt dabei nur eine Abschätzung der maximalen Schichtdicke, die verlustbehaftete Schicht muss kleiner als 600 nm sein. Da eine Reduktion der Transmission sowohl durch Streuung als auch durch Absorption möglich ist, kann auch hier die physikalische Ursache nicht eindeutig identifiziert werden. Zur Beantwortung dieser Frage kann jedoch die Photothermische Deflektionsspektroskopie genutzt werden, da dieses Verfahren auf kalorimetrischen Größen basiert.

In Abbildung 7.5 sind die zur Probenserie zugehörigen PDS-Messungen dargestellt. Auch hier ergibt sich ein ähnliches Bild. Das PDS-Signal ist im wesentlichen unabhängig von der Schichtdicke. Die Restmodulation bei der Probe S174 kann auf die Interferenz des Anregungslichts mit der Schicht zurückgeführt werden, da die Transmission der Probe S174 die selbe Periodizität besitzt. Das PDS-Signal für eine homogen absorbierende Schicht berechnet sich nach Brunner et al. [52] und den Ausführungen in Abschnitt 4.2.2 mit

$$S_{\rm PDS} \sim P_{\lambda}(1-R)(1-\exp(-\alpha d)) \qquad , \tag{7.2}$$

¹ Entsprechendes gilt für die Minima.

wobei P_{λ} die Anregungsleistung bei der Wellenlänge λ und R die Reflektivität der Probe an der Oberfläche bezeichnet. Für eine homogen absorbierende Schicht folgt daher, dass das PDS-Signal von der Schichtdicke selbst abhängen muss, was offensichtlich nicht der Fall ist. Daher muss eine inhomogene Absorptionsverteilung vorhanden sein. Durch das selbe Verhalten der PDS-Messung kann weiterhin geschlossen werden, dass die Reduktion der Transmission maßgeblich durch Absorption und nicht durch Streuung verursacht wird. Dies ermöglicht, dass die Transmissionsmessungen zur Bestimmung der gesamten absorbierten optischen Leistung herangezogen werden können.

Zur weiteren Untersuchung ist in Abbildung 7.6 eine Transmissions-Elektronen-Mikroskopaufnahme der Nukleations- und Bufferschicht dargestellt. Im Bereich der Nukleationschicht weist das Material eine hohe Defektdichte auf und ist quasi amorph. Daher ist zu erwarten, dass diese Schicht einen ausgeprägten Band-Tail-Effekt aufweist und damit stark absorbierend wirkt. Daher wird das in Abbildung 7.7 dargestellte Absorptionsmodell vorgeschlagen, wobei die Dicke d_2 zunächst unbestimmt bleibt, da die hohe Defektdichte nicht nur auf die Nukleationsschicht limitiert ist. Das PDS-Signal kann in Anlehnung an (7.2) folgendermaßen geschrieben werden

$$S_{\rm PDS} \sim P_{\lambda} (1-R) \begin{cases} 1 - \exp(-\alpha_1 d_1) & \hbar \omega > E_g \\ 1 - \exp(-\alpha_1 d_1 - \alpha_2 d_2) & \hbar \omega < E_g \end{cases}$$
(7.3)

wobei d_1 die Dicke der schwach absorbierenden obersten GaN-Schicht darstellt. Auf Grund der Abhängigkeiten in der Transmission und der PDS ist mit guter Näherung für $\hbar\omega < E_g$ anzunehmen, dass die Absorption in der Interface-Schicht viel größer als in der obersten Schicht ist. Daher kann (7.3) vereinfacht werden

$$S_{\text{PDS}} \sim P_{\lambda} (1 - R) (1 - \exp(-\alpha_2 d_2)) \quad \hbar \omega < E_g \qquad . \tag{7.4}$$



Bild 7.5: PDS-Messungen an GaN-Einzelschichten. Auch hier ist das PDS-Signal unterhalb der Bandkannte nahezu unabhängig von der Schichtdicke. Eine Kalibration der aus der PDS-Messung bestimmten Absorptionskoeffizienten ist jedoch auf Grund der Proportionalität von (7.4) ebenfalls notwendig. Für die weitere Bestimmung der Absorptionseigenschaften der stark absorbierenden Schicht werden die Transmissionsdaten der Proben S171, S139, S141 basierend auf dem vorgeschlagenen Dreischichtsystem simuliert. Dabei wird das spektrale Verhalten nach (7.4) beschrieben und der Proportionalitätsfaktor als Anpass-Parameter behandelt. d_2 wird zunächst als unbekannt angenommen, da d_2 durch Auswertung des Wellenleiterexperiments bestimmt werden kann. Über diese Anpassung ist die Bestimmung des $\alpha_2 d_2$ -Produkts möglich. Die simulierten Transmissionskurven sind in Abbildung 7.8, 7.9 und 7.10 dargestellt, dabei geht als Resultat das in Abbildung 7.11 dargestellte $\alpha_2 d_2$ -Produkt mit ein.

7.1.4 Auswertung der Intensitätsverteilung

Nach den bisherigen Ergebnissen kann von einer inhomogen absorbierenden Intensitätsverteilung ausgegangen werden. Damit muss sich auch die laterale Intensitätsverteilung mittels Moden beschreiben lassen, die auf Grund der inhomogenen Absorptionsverteilung unterschiedlich starke Dämpfungen aufweisen. Nach Abschnitt 5.3.1 kann die Intensitätsverteilung im Wellenleiter durch die Summe aller Beiträge der einzelnen ausbreitungsfähigen Moden beschrieben werden. Zur Beschreibung der experimentellen



Bild 7.6: TEM-Aufnahme einer GaN-Einzelschicht. Die sehr gute Schichtqualität ist im oberen Teil deutlich zu erkennen. Im Bereich der Nukleationsschicht ist das Material quasi amorph, daher kann davon ausgegangen werden, dass dieses auf Grund des Band-Tail-Effekts und den zuvor gemachten experimentellen Beobachtungen stark absorbierend wirkt.

Bild 7.7: Die in Abbildung 7.6 dargestellten Verhältnisse motivieren ein neues Modell für die Absorptionsverteilung für die PDS- und Transmissionsauswertung. Es besteht aus einer nicht oder schwach absorbierenden Deckschicht und einer dünnen, stark absorbierenden Interface-Schicht zwischen GaN und dem Saphir-Substrat. Daten wird daher der Ansatz nach (5.10)

$$I(x) = I_0 \sum_{i} b_i \mathrm{e}^{-\alpha_{\mathrm{mod},i} x}$$

verwendet, dabei bezeichnet b_i die Modenanregung und x die Ortskoordinate. Wie bereits in Abschnitt 5.3.1 angesprochen wurde, existieren zwei Freiheitsgrade zur Verteilung des αd -Produkts. Dies sind die Verhältnisse der Schichtdicken und der Absorptionskoeffizienten. Für die Proben S425 und S428 kann ein αd -Produkt von 0.030 aus Abbildung 7.11 bestimmt werden. Die Aufteilung auf die Schichten erfolgt dabei nach



Bild 7.8: Simulation der Transmission der Probe S174. Die Schichtdicke kann aus den Fabry-Pérot-Moden bestimmt werden und beträgt $d = 0.621 \ \mu m$.



Bild 7.10: Simulation der Transmission der Probe S141, $d = 2.536 \mu m$.

1,0 0.8 0,6 **Fransmission** 0,4 0.2 S139 0.0 Simulation 300 400 500 600 800 900 1000 1100 700 Wellenlänge (nm)

Bild 7.9: Simulation der Transmission der Probe S139, $d = 1.299 \ \mu m$.



Bild 7.11: $\alpha_2 d_2$ -Produkt das den Simulationen nach Abbildung 7.8,7.9 und 7.10 zu Grunde liegt.

Tabelle 5.2, wobei d_1 variiert und gleichzeitig die Summe von d_1 und d_2 konstant gehalten wird [67,68]. Aus (5.12) kann dann α_1 und α_2 berechnet werden

$$\alpha d = \alpha_1 d_1 + \alpha_2 d_2$$

Für das Verhältnis der Absorptionskoeffizienten wurde in Abschnitt 5.3.1 der Leistungsparameter p eingeführt. Er beschreibt wie viel von der optischen Leistung bei senkrechtem Einfall auf die Probe in der absorbierenden Schicht verloren geht. Die Berechnung von α_2 wird nach (5.13) durchgeführt

$$\alpha_2 d_2 = p \cdot \alpha d$$

Die Veränderung der Absorptionsverhältnisse beeinflusst direkt die modalen Absorptionskoeffizienten, daher ist zur Anpassung jeweils der vollständige Satz an Eigenwerten zu berechnen. Zur Anpassung ist es günstig, das mittlere Fehlerquadrat zwischen den Messwerten y_i und der Anpassfunktion (5.10) an den diskreten Stellen x_i zu bilden und als Qualitätsmaß für die Anpassung zu verwenden. Weiterhin dürfen die modalen Anregungskoeffizienten b_i nicht stark voneinander abweichen. In Abbildung 7.12 ist das mittlere Fehlerquadrat als Funktion der beiden Parameter p und $d_1/(d_1 + d_2)$ dargestellt. Wie zu sehen ist, findet die Konvergenz nur in einem schmalen Bereich statt, der annähernd einem Quadranten einer Ellipse entspricht. In diesem Bereich können die Parameter p und $d_1/(d_1+d_2)$ in Grenzen variiert werden, ohne den Konvergenzbereich zu verlassen. Diese Konvergenzebene lässt sich weiter einschränken, wenn gefordert wird, dass die modale Anregung annähernd gleich sein soll. Dies ist ebenfalls in gewissen Grenzen physikalisch sinnvoll. Die in Abbildung 7.13 gezeigte mittlere modale Anregung liegt im Konvergenzbereich nahe bei Eins, was dieser Forderung entspricht, jedoch lässt dies keine weitere Einschränkung der Lösungsmenge zu. In Abbildung 7.14 ist daher die Standardabweichung der modalen Anregung als Funktion der beiden Parameter dargestellt. Hierbei ist prinzipiell eine Überdeckung beider Konvergenzmengen zu beobachten, jedoch nimmt die Standardabweichung mit zunehmenden Leistungsparamter p merklich ab, wobei gleichzeitig das Fehlerquadrat schlechter wird. Bildet man die Schnittmenge beider Konvergenzmengen, kann ein Leistungsparameter von p = 0.98und ein Dickenverhältnis von $d_1/(d_1 + d_2) = 0.95$ als Kompromiss bestimmt werden. Daraus ergibt sich die Schichtdicke der absorbierenden Schicht zu $d_2 = 75 \text{ nm}$ und der Absorptionskoeffizient $\alpha_2 \approx 3900 \text{ cm}^{-1}$. Für die schwach absorbierende GaN-Schicht ergibt sich ein Absorptionskoeffizient von $\alpha_1 = 4 \text{ cm}^{-1}$.

Abschließend sollen beide Modelle verglichen werden. Dazu sind in Abbildung 7.15 die Simulationskurve des Streumodells und die berechnete Intensitätsverteilung für das Absorptionsmodell dargestellt. Experimentelle Datenpunkte der geführten optischen Leistung sind ebenfalls eingetragen.

Das Absorptionsmodell beschreibt die Messdaten dabei am besten. Vergleicht man die beiden Modelle Streuung und inhomogene Absorption in doppelt logarithmischer Auftragung, so wird erkennbar, dass das Absorptionsmodell eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten über mehr als drei Größenordnungen aufweist. Bleibt man jedoch bei der bislang verwendeten halb logarithmischen Darstellung (Inset), fallen die Unterschiede nicht ins Gewicht. In Bezug auf die Bestimmung der GaN-Absorption liefern beide Modelle vergleichbare Ergebnisse (Streumodell: etwas unter 7 cm⁻¹, Ab-



Bild 7.12: Fehlerquadrat als Funktion der beiden Parameter p und $d_1/(d_1 + d_2)$.

Bild 7.13: Mittlere Modenanregung als Funktion der beiden Parameter p und $d_1/(d_1 + d_2)$.

Bild 7.14: Standardabweichung der Modenanregung als Funktion der beiden Parameter p und $d_1/(d_1 + d_2)$.



Bild 7.15: Intensitätsverteilung basierend auf dem Modell der absorbierenden Schicht ($d_2 = 75 \text{ nm}$ und $\alpha_2 \approx 3900 \text{ cm}^{-1}$). Das Modell beschreibt die experimentellen Daten über drei Größenordnungen des Photostroms genau. Das Simulationsmodell, das auf Oberflächenstreuung basiert, beschreibt die Daten etwas weniger gut.

sorptionsmodell: 4 cm^{-1}).

Für beide Modelle ist jedoch ein Zusammenhang grundlegend. Die Beschreibung der Intensitätsverteilung erfordert, dass die einzelnen ausbreitungsfähigen Moden unterschiedliche Absorptionskoeffizienten besitzen. Die gefundenen nicht-exponentiellen Intensitätsverläufe basieren also auf der Kombination von Wellenleiterdispersion und modalen Verlusten. Wie der Verlustmechanismus dabei tatsächlich funktioniert, d.h. ob die Verluste also auf Streuung oder Absorption basieren, spielt anscheinend eine untergeordnete Rolle. Der Verlustmechanismus kann isoliert betrachtet aus dem Wellenleiterexperiment nicht identifiziert werden. Mit Hilfe der Photothermischen Deflektionsspektroskopie lassen sich aber eindeutig die absorbierenden Eigenschaften der Interface-Schicht nachweisen, daher kann davon ausgegangen werden, dass das Absorptionsmodell die tatsächlichen Verhältnisse in den Proben widerspiegelt.

7.1.5 Auswertung der modalen Anregung

Ausgehend von diesen Ergebnissen können nun die Anregungskoeffizienten b_i aus dem Absorptionsmodell (5.10) untersucht werden. Die Anregungskoeffizienten für die im vorigen Kapitel durchgeführte Anpassung sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. In Kapitel 6 wurde die Theorie zur Berechnung der modalen Anregung vorgestellt. Interessant ist nun der Vergleich zwischen Modellrechnung und experimentellen Daten. Dazu wurden die Anregungsfaktoren für die LED-Struktur nach Tabelle 5.2 mit dem bestimmten Leistungsparameter p = 0.98 und $d_2 = 75$ nm berechnet. Grundlage für die Anregung ist dabei eine isotrope Richtcharakteristik, die durch eine Verteilung der Leistungen auf
die einzelnen Dipole durch

$$P = \frac{2}{3}P_{\rm h} + \frac{1}{3}P_{\rm v} \tag{7.5}$$

erreicht werden kann. $P_{\rm h}$ bezieht sich hierbei auf die beiden horizontalen Dipole und $P_{\rm v}$ auf den vertikalen. Unter diesen Voraussetzungen wird ohne Berücksichtigung der Einflüsse des Resonators die optische Anregungsleistung zu 50% auf TE- bzw. TM-Moden aufgeteilt. In Abbildung 7.16 ist eine gute Übereinstimmung zwischen Modellrechnung und experimentellen Daten hinsichtlich der relativen Lage der modalen Anregungskoeffizienten für TE-Moden zueinander festzustellen. Hierbei sei bemerkt, dass nur der Teil der Moden experimentell zugänglich ist, der eine geringe modale Dämpfung aufweist. Zwischen experimentellen Daten und Modellrechnung für TM-Moden ist dagegen eine deutlich schlechtere Übereinstimmung zu beobachten (siehe Abbildung 7.17). Möglicherweise wird das abweichende Verhalten durch eine unterschiedlich starke Anregung der beiden TM-Dipole verursacht, da dieser zusätzliche Freiheitsgrad bei TE-Moden prinzipiell nicht existiert. Jüngste Arbeiten von Nam et al. [80] zeigen, dass der optische Übergang bei GaN zu gleichen Teilen TE bzw. TM-artig ist. Hierbei hat das interne piezoinduzierte Kristallfeld eine wesentlichen Einfluss auf die Bandstruktur und damit auf die Polarisationseigenschaften des Lichts. Die vorgestellten Untersuchungen beziehen sich jedoch auf Al_xGa_{1-x}N, bei welchem sich ab einem Anteil von x = 25% ein Vorzeichenwechsel und damit eine Änderung des Emissionsverhaltens zeigt. Für InGaN-Schichten ist auf Grund der selben Bandstruktur wie GaN der Übergang zu 50% TE und TM polarisiert.

Abschließend kann jedoch im Hinblick auf das Konvergenzintervall für p und die damit verbundenen, nicht genau bekannten Absorptionskoeffizienten geschlossen werden, dass eine isotrope Richtcharakteristik und die Einbeziehung des Resonatoreffekts der Schichtstruktur gute Modellannahmen für die Beschreibung von den untersuchten InGaN-LED-Strukturen sind. Die gute Übereinstimmung ist auch weiterhin bemerkenswert, weil durch den Isolationsgraben zwischen Emitter und Wellenleiter, sowie zwischen Wellenleiter und Detektor Streuverluste induziert werden können, die von der Mode selbst abhängig sein könnten und damit eine Überlagerung zwischen Anregung und Streuverlusten tatsächlich gegeben wäre. Dies scheint aber offensichtlich nicht der Fall zu sein. Daher kann geschlossen werden, dass eine isotrope Richtcharakteristik eine gute Beschreibung des Emissionsverhaltens der aktiven Zone darstellt. Dies ist im Hinblick auf die Berechnung der Auskoppeleffizienz ein wichtiges Ergebnis.



99

7.2 Zur Verallgemeinerung der Ergebnisse Saphir-Substrat basierender Strukturen

Um die Aussagekraft der bisherigen Ergebnisse zu festigen, wurde die vorgestellte Methode an Fremdmaterial angewandt. Ein wichtiger Aspekt ist dabei, ob die gefundenen Ergebnisse auf dem am Institut durchgeführten Wachstumsprozess beschränkt bleiben oder ob die absorbierende Schicht auch bei Fremdmaterial nachgewiesen werden kann.

Vom Institut für Angewandte Festkörperforschung (IAF, Freiburg) wurde dazu eine Serie von Proben epitaxiert. Die Probenserie besteht aus 2 Proben, die für Transmissionsmessungen geeignet sind und einer Probe mit LED-Struktur. Die Proben L0355 und L0385 bestehen jeweils aus einer GaN-Schicht, die auf Saphir gewachsen wurde. Die Schichtdicken betragen 987 nm und 2.3 μ m. Die Probe L0357 besitzt den in Tabelle 7.3 dargestellten LED-Schichtaufbau. Die Emissionswellenlänge der Probe ist 407 nm.

Übereinstimmend mit den bisher gefundenen Ergebnissen zeigen auch diese Proben die selben Anzeichen, die auf die Existenz der absorbierenden Schicht schließen lassen.

In Bezug auf das Transmissionsverhalten ergibt sich bei den Proben L0355 und L0385 das selbe Bild bezüglich der Lage der Transmissionsmaxima. Aus den beiden Messungen lässt sich das in Abbildung 7.18 dargestellte Produkt αd bestimmen. Für die weitere Analyse der Absorptionseigenschaften der Leuchtdiodenstruktur wird für die Emissionswellenlänge ein Zahlenwert von $\alpha d = 0.040$ bestimmt. Dieser liegt etwas höher als der Wert, der bei den bisherigen Proben verwendet wurde. Vergleicht man den Intensitätsverlauf der Probe L0357 mit der Probe S428 (Abbildung 7.19), so kann man auch hier kleinere Unterschiede erkennen. Bezüglich der auftretenden Asymptoten verhält sich die IAF-Probe zur Probe S428 jedoch ähnlich. Die Probe L0357 besitzt einen etwas kleineren Wert für α_{\min} was mit der größeren Gesamtdicke verbunden ist. Durch den größeren Anteil qualitativ hochwertigen GaN sinkt der minimale Absorptionskoeffizient gegenüber der Probe S428 ab. Erstaunlicherweise ergeben sich für α_{\max} fast die gleichen Zahlenwerte.



Tab. 7.3: Schichtaufbau der Probe L0357. Die dominante Wellenlänge beträgt 407 nm.

Bild 7.18: Geführte Leistung im Wellenleiter als Funktion des Abstandes für InGaN-basierende LED-Strukturen.

Bild 7.19: Der Intensitätverlauf der Probe L0357 (IAF) und der Probe S428 (Abt. Optoelektronik) zeigen ähnliche Ortsabhängigkeiten und fast identische Asymptoten.



Bild 7.20: Fehlerquadrat als Funktion der beiden Parameter p und $d_1/(d_1 + d_2)$.

Bild 7.21: Mittlere Modenanregung als Funktion der beiden Parameter p und $d_1/(d_1 + d_2)$.

Bild 7.22: Standardabweichung der Modenanregung als Funktion der beiden Parameter p und $d_1/(d_1 + d_2)$.

Die Evaluation der Absorptionsparameter wird analog zu der bisherigen Vorgehensweise durchgeführt. In Abbildung 7.12 ist das mittlere Fehlerquadrat als Funktion der beiden Parameter p und $d_1/(d_1 + d_2)$ dargestellt. Auch hier ist das mittlere Fehlerquadrat das dominante Konvergenzkriterium.

Verwendet man es als einziges Eingrenzungskriterium, ergibt sich ein Schichtdickenverhältnis von $d_1/(d_1 + d_2) = 0.90$, was zu einer sehr großen Schichtdicke von 301 nm führt. Der Leistungsparameter p ist nahe bei Eins, so dass fast die gesamte Absorption dieser Schicht zugeordnet wird. Für den Absorptionskoeffizienten berechnet sich daraus $\alpha_2 = 1244$ cm⁻¹ für die stark absorbierende Schicht und $\alpha_1 = 0.6$ cm⁻¹ für die schwach absorbierende Schicht.

Im Vergleich zu den bisherigen Ergebnissen sind die Schichtdicke und der Leistungsparamter p wesentlich größer. Auffällig für diesen Punkt ist, dass die Standardabweichung der Modenanregung (Abbildung 7.22) nahe bei Null liegt. Dies bedeutet, dass alle zur Anpassung verwendeten Moden zu gleichen Teilen zur Beschreibung des Intensitätsverlaufs verwendet werden. Die bisherigen Modellrechnungen zur modalen Anregung zeigten jedoch auf, dass dies vom Grundsatz her nicht der Fall ist. Daher muss die gute Konvergenz auf die Vielzahl der beteiligten Moden zurückgeführt werden. Betrachtet man das Fehlerquadrat und die Standardabweichung der Moden gleichzeitig, erscheint der Punkt p = 0.94 und $d_1/(d_1 + d_2) = 0.96$ als geeigneter. Auch die Schichtdicke $d_2 = 134$ nm und der Absorptionskoeffizient $\alpha_2 = 2805$ cm⁻¹, sowie $\alpha_1 = 7.5$ cm⁻¹ passen wesentlich besser zu den bislang gefundenen Ergebnissen. Bezüglich der mittleren modalen Anregung (Abbildung 7.13) ist dieser Punkt vergleichbar.

Abschließend sind in Tabelle 7.4 die Absorptionsparamter, sowie die Schichtdicke zusammengefasst. Hierbei ergeben sich geringfügig unterschiedliche Werte, die jedoch qualitativ sehr gut zusammen passen.

Probensatz	α_1	α_2	d_2
L0355/L0385/L0357	$7.5~\mathrm{cm}^{-1}$	$2805~{\rm cm}^{-1}$	$134 \mathrm{nm}$
\$139/\$174/\$141/\$423/\$425	4 cm^{-1}	$3900 { m cm}^{-1}$	$75 \mathrm{nm}$

Tab. 7.4: Übersicht über die bestimmten Parameter der Probensätze die vom IAF bzw. von der Abteilung Optoelektronik epitaxiert wurden.

7.3 Optische Eigenschaften von GaN-Schichten auf Siliziumkarbid-Substrat

Die bislang dargestellten Ergebnisse belegen, dass die Interface-Schicht zwischen dem Substrat Saphir und dem darauf gewachsenen GaN den dominierenden Beitrag zur Absorption liefert.

Da neben dem Substrat Saphir auch das Substrat Siliziumkarbid (SiC) in der LED-Produktion eingesetzt wird, sollen die Absorptionseigenschaften von GaN auf SiC ebenfalls untersucht werden.

Die Gitterkonstante von SiC ist im Vergleich zu GaN ebenfalls unterschiedlich. Die Fehlanpassung von SiC ist im Gegensatz zu Saphir geringer, jedoch wird auch bei Verwendung von SiC als Substrat ein ähnlicher Wachstumsschritt zu Beginn der Epitaxie eingesetzt, um die Gitterfehlanpassung zu reduzieren und dadurch das Wachstum von hochwertigen Schichten zu ermöglichen.

Auf Grund der vergleichbaren Materialqualität zu Beginn des Wachstums können ähnliche Absorptionseigenschaften vermutet werden. Ziel der folgenden Abschnitte ist es daher zu untersuchen, ob eine vergleichbare absorbierende Schicht auch auf SiC-Substrat nachgewiesen werden kann.

Jedoch ist ein experimenteller Nachweis auf Grund der folgenden Punkte und den daraus entstehenden Problemen erheblich schwerer:

• Brechzahlprofil

Da SiC im Vergleich zu GaN einen höheren Brechungsindex aufweist, erlaubt das vertikale Indexprofil keine Führung der Welle. Damit kann das integrierte Wellenleiterexperiment bei SiC basierenden Schichten nicht angewandt werden.

Absorption von SiC im sichtbaren Spektralbereich

Ein weiterer kritischer Punkt bei der Bestimmung der Absorptionseigenschaften ist die Grundabsorption von SiC. Dies erschwert grundsätzlich den Nachweis absorbierender Eigenschaften der Interface-Schicht.

Herstellungstoleranzen

Durch den Herstellungsprozess können die Absorptionseigenschaften des Substrats modifiziert werden (z.B. Dotierung). Zwar ist die Absorption von SiC vergleichbar mit qualitativ hochwertigem GaN, jedoch ist bei PDS- und Transmissionsmessungen der Beitrag zum Deflektions- bzw. Transmissionsignal auf Grund der Schichtdicke wesentlich größer.

• Probenpräparation

Bei der Durchführung der Transmissionsmessung stellt die einseitige Epitaxiepolitur, die eine weitere Präparation der Probe erforderlich macht, ein Problem dar. Die Substratunterseite muss daher nach der Epitaxie nachträglich poliert werden.

Im Folgenden werden die Proben deshalb nur mittels Transmission und der Photothermischen Deflektionsspektroskopie untersucht.

7.3.1 Transmission SiC-6H basierender Proben

Um aussagekräftige Messungen durchführen zu können, ist eine speziellere Vorgehensweise erforderlich. Zunächst soll auf die Proben eingegangen werden.

Wie bereits erwähnt, weisen die Absorptionseigenschaften des Substrats durch das Herstellungsverfahren gewisse Toleranzen auf. Fluktuationen der Dotierstoffkonzentration können einen erheblichen Einfluss auf die Absorption besitzen, daher müssen sowohl die Ausgangssubstrate als auch SiC-Proben mit GaN-Schicht charakterisiert werden. Tabelle 7.5 gibt einen Überblick über die Probenserie. Empfehlenswert ist zudem die Verwendung von Substrat eines Herstellungsprozesses (selber Batch).

Zur Charakterisierung wurden zunächst Transmissionsmessungen durchgeführt, wobei es analog zu den Proben auf Saphir das Ziel ist, die Transmissionskurven der Proben mit GaN-Schicht zu simulieren. Dabei wird die Absorption des Substrats (Proben ohne Epitaxie) bestimmt und in der Simulation verwendet. Durch Anpassung des Modells nach Abschnitt 7.1.4 wird versucht, die Absorption der Nukleation- bzw. Bufferschicht nachzuweisen¹. Abbildung 7.23 zeigt die Transmission der beiden SiC-6H-Substrate ohne Epitaxie.

Probe	Gesamtdicke	GaN- Schichtdicke	Substrat-Typ	Kurzbe- zeichnung
BR0865-10Q2P	$223 \ \mu m$	-	6H	A-6H
BR0865-10Q4	$228~\mu{ m m}$	$1.560 \ \mu m$	6H	A-6H-G
GG0134-12Q3P	$222~\mu{ m m}$	-	6H	B-6H
GG0134-12Q2	$231 \ \mu m$	$0.900 \ \mu m$	6H	B-6H-G

 Tab. 7.5:
 Übersicht über die 6H-Siliziumkarbid-basierenden Proben.

¹ Hierbei wird die Substratabsorption berücksichtigt.

Um die Aussagekraft der weiteren Auswertung zu festigen, ist es günstig, sich zunächst mit der Genauigkeit der Messungen zu befassen. Dies wird anhand eines Experiments dargestellt. Zwei unabhängige Messungen der selben Probe sind dazu in Abbildung 7.23 dargestellt. Zwischen den Messungen wurden die Proben vollständig aus dem Strahlengang entfernt, so dass eine Obergrenze des (Gesamt-)Fehlers der durch

- Inhomogenitäten der Schichtdicke und
- die statistische Wiederholgenauigkeit

aus der Messung abgeschätzt werden kann. Wie im vergrößert dargestellten Bereich zu erkennen ist, beträgt der Messfehler etwa 2%. Vergleicht man die beiden Substratproben



Bild 7.23: Transmission der SiC-6H basierenden Proben nach Tabelle 7.5. Der Ausschnitt zeigt die Messdaten vergrößert. Die Messungen wurden wiederholt durchgeführt, um mögliche Fehlerquellen auszuschließen (jeweils in gleicher Farbe dargestellt). Die Genauigkeit von zwei aufeinander folgenden Messungen beträgt etwa 2%. Die Feinmodulation wird durch die Fabry-Pérot-Moden des Substrats verursacht, die jedoch bei 1 nm Auflösung nicht mehr separierbar sind.

Bild 7.24: PDS-Messung der SiC-6H basierenden Proben nach Tabelle 7.5. Die Messdaten des Ausschnitts sind ebenfalls vergößert dargestellt. Vergleicht man die Proben A-6H und A-6H-G, so stellt man fest, dass die GaN-Schicht zu einem erhöhten PDS-Signal führt und damit absorbierend wirkt. Dies ist in gleicher Weise auch bei dem Probenpaar B-6H und B-6H-G zu beobachten.

ohne Epitaxieschicht, beträgt der Unterschied etwa 5% absolut und und ist möglicherweise durch den Herstellungsprozess bedingt¹. Betrachtet man das bei Saphir-Substraten bestimmte Produkt $\alpha d = 0.030$, so wird deutlich, dass zum Nachweis einer eventuell absorbierenden Schicht jeweils ein Probenpaar des selben Herstellungsprozesses erforderlich ist, um Effekte des Substrats zu erfassen. Die in Tabelle 7.5 dargestellten Proben sind Paare aus dem selben Substrat-Herstellungsprozess².

Darüber hinaus wird klar, dass die quantitative Analyse durch die Reproduzierbarkeit erheblich eingeschränkt ist. Bestenfalls ist daher nur der qualitative Nachweis möglich, wenn Transmissionsmessungen zur Bestimmung verwendet werden.

Die auftretende Feinmodulation der Transmissionsmessung ist nicht durch Rauschen (z.B. Fluktuationen der Leistungsdichte der Bogenlampe) bedingt; diese Modulation wird durch Fabry-Pérot-Moden des Substrats verursacht, deren Modenabstand kleiner als die Auflösungsgrenze des Spektrometers³ ist. Dadurch sind die Moden nicht mehr einzeln separierbar. Die bei der Probe B-6H-G vorhandene GaN-Schicht führt ebenfalls zu einer Modulation des Transmissionssignals, jedoch ist der Modenabstand auf Grund der geringeren Schichtdicke größer⁴. Interessant ist der Vergleich mit PDS-Messungen, welche in Abbildung 7.24 dargestellt sind. Es wird kurz das Verhalten diskutiert.

Vergleicht man die beiden Substrate, so zeigt die Probe A-6H die größere Ablenkung als die Probe B-6H. Dies ist in Übereinstimmung mit den Transmissionsmessungen und bestätigt die Vermutung einer größeren Absorption, die auf den Herstellungsprozess zurückzuführen ist. Allerdings ist bei den reinen Substratproben A-6H und B-6H genau das umgekehrte Verhalten bei den Transmissionsmessungen zu beobachten. Dies ist in Bezug auf das Absorptionsverhalten widersprüchlich, kann jedoch mittels einer quantitativen Analyse aufgeklärt werden (s.u.).

Weiterhin zeigen die Probe A-6H-G bezogen auf die Probe A-6H, sowie die Probe B-6H-G bezogen auf die Probe B-6H einen Einfluss der epitaxierten GaN-Schicht, dies ist konsistent mit der Transmissionsmessung.

Aus den Transmissionsdaten T kann der Absorptionskoeffizient α im Falle eines Einschichtsystems nach

$$\alpha = -\frac{1}{d} \ln \left(-\frac{(1-R)^2}{2R^2} + \sqrt{\left(\frac{(1-R)^2}{2R^2}\right)^2 + \frac{T}{R^2}} \right)$$
(7.6)

¹ Dabei ist zu beachten, dass die Substratdicke in etwa vergleichbar ist.

² Die Batch-Nummer findet sich daher in der Probenbezeichnung wieder.

³ Die Auflösungsgrenze beträgt 1 nm.

⁴ Die kleinere Periode bei der Modulation der Probe A-6H-G zeigt, dass sie im Vergleich zur Probe B-6H-G die größere Schichtdicke aufweist.

berechnet werden, dabei bezeichnet R den Intensitätsreflexionsfaktor. Er kann dabei in sehr guter Näherung aus dem reellen Brechungsindex [81] nach

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2 , \qquad (7.7)$$

berechnet werden, da er sich erst bei einem Absorptionskoeffizienten von $1 \cdot 10^4$ cm⁻¹ um ein Prozent verändert. Dabei ist n_1 der Brechungsindex von SiC und $n_2 = 1$ (Luft).

Die Berechnung des spektralen Absorptionsverlaufs aus dem PDS-Signal ist für ein Einschichtsystem nach den Ausführungen in Abschnitt 4.2.2 aus

$$\alpha = -\frac{1}{d}\ln(1 - c_1 \cdot S_{\text{PDS}}) \tag{7.8}$$

zu berechnen, wobei c_1 eine anzupassende Konstante und S_{PDS} das PDS-Signal bezeichnet. c_1 muss dabei durch ein weiteres unabhängiges Messverfahren bestimmt werden. Dies kann z.B. durch eine Transmissionsmessung der Probe erfolgen. Zu beachten ist allerdings, dass (7.6) nur in bestimmten Grenzen der Transmission T aussagekräftige Absorptionskoeffizienten liefert. Der absolute Fehler $\Delta \alpha$ berechnet sich aus

$$\Delta \alpha = \left| \frac{\partial \alpha}{\partial T} \right| \Delta T + \left| \frac{\partial \alpha}{\partial d} \right| \Delta d + \left| \frac{\partial \alpha}{\partial R} \right| \Delta R \approx \left| \frac{\partial \alpha}{\partial T} \right| \Delta T \qquad , \tag{7.9}$$

wobei die Schichtdicke und der Reflexionskoeffizient nicht wesentlich zum Absolutfehler beitragen, da sie hinreichend gut bestimmbar sind. Daher kann

$$\Delta \alpha = -\left(2d\exp(-\alpha d)\left[\exp(-\alpha d) + \frac{(1-R)^2}{2R^2}\right]\right)^{-1} \Delta T$$
(7.10)



Bild 7.25: Absorptionskoeffizient der Probe A-6H, welcher mittels Transmissionsmessung ermittelt wurde, sowie die Grenzen auf Grund der Fehlerabschätzung nach (7.10) für einen Absolutfehler $\Delta T = 2\%$.

zur Abschätzung des Fehlers verwendet werden. Der Absorptionskoeffizient der aus der PDS-Messung nach (7.8) bestimmt wird, muss für jede Wellenlänge innerhalb des minimal bzw. maximal möglichen Absorptionskoeffizienten basierend auf (7.10) und (7.6) liegen was den Parameter c in (7.8) eingrenzt. Dabei ist weiterhin zu beachten, dass der Absorptionskoeffizient der PDS-Messung auf Grund der spektralen Breite¹ des Anregungslichts einen gemittelten Wert darstellt. Daher empfiehlt es sich, die Anpassung an den Absorptionskoeffizienten in einem Bereich durchzuführen, in dem $\partial \alpha / \partial \lambda$ und der Fehler von α klein sind. Dieser Kompromiss ist am besten knapp unterhalb der Bandkante des Halbleiters erfüllt. In Abbildung 7.25 ist dies exemplarisch am Beispiel der Probe A-6H dargestellt.

Für die PDS-Messung kann eine ähnliche Fehlerabschätzung wie 7.10 durchgeführt werden:

$$\Delta \alpha = \left| \frac{\partial \alpha}{\partial S_{\text{PDS}}} \right| \Delta S_{\text{PDS}} = c_1 \left[d \exp(-\alpha d) \right]^{-1} \Delta S_{\text{PDS}} \quad , \qquad (7.11)$$

wobei

$$\Delta S_{\rm PDS} = \frac{1 - \exp(-\alpha d)}{c_1} \frac{\Delta S_{\rm PDS}}{S_{\rm PDS}} \quad , \tag{7.12}$$

und damit

$$\Delta \alpha = \frac{1}{d} \left[1 - \exp\left(\alpha d\right) \right] \frac{\Delta S_{\text{PDS}}}{S_{\text{PDS}}} \qquad . \tag{7.13}$$

Damit wird klar, dass die Photothermische Deflektionsspektroskopie gerade für kleine αd -Produkte extrem genaue Ergebnisse liefert und damit einen entscheidenden Vorteil



Bild 7.26: Vergleich des Absorptionskoeffizienten der Proben A-6H und B-6H. Während die beiden PDS-Messungen physikalisch sinnvolle Ergebnisse liefern, passt der bei der Probe B-6H mit Hilfe der Transmissionsmessung bestimmte Absorptionskoeffizient nicht zur Gruppe dazu. Möglicherweise entstehen die zusätzlich auftretenden Transmissionsverluste durch eine nicht hinreichend gute Oberflächenpolitur. Dies stellt ein prinzipielles Präparationsproblem bei Absorptionsmessungen dar, die auf Transmission basieren.

 1 Die Halbwertsbreite des Anregungslicht, das aus dem Monochromator austritt, liegt bei etwa 5 nm.

gegenüber Transmissionsmessungen besitzt. Für die untersuchten Proben liegt der relative Fehler $\Delta S_{\rm PDS}/S_{\rm PDS}$ bei etwa 1%, daraus ergibt sich für den in Abbildung 7.25 dargestellten Absorptionskoeffizienten ein relativer Fehler $\Delta \alpha / \alpha$ von etwa 2%. Das Fehlerband ist damit nahezu deckungsgleich mit dem Absorptionskoeffizienten selbst.



Bild 7.27: Modell zur Simulation der Transmission. Zur Vereinfachung wird der Absorptionskoeffizient α_2 der stark absorbierenden Schicht als dispersionsfrei angenommen. Dem Absorptionskoeffizienten α_S des SiC-Substrat liegen dabei die Messungen nach Abbildung 7.26 zugrunde.

Bild 7.28: Simulation der Transmission der Probe A-6H-G auf absorbierendem SiC-Substrat. Zur Vereinfachung wurde der Absorptionskoeffizient α_2 der stark absorbierenden Schicht nach Abbildung 7.27 als konstant angenommen.

Bild 7.29: Simulation der Transmission der Probe B-6H-G auf absorbierendem SiC-Substrat, wobei auch hier der Absorptionskoeffizient α_2 nach Abbildung 7.27 nicht dispersiv angenommen wurde.

Staubpartikel limitieren jedoch die theoretisch erreichbare Messgenauigkeit, da sie zu einer Unterbrechung bzw. Ablenkung des Detektionsstrahls führen können und damit den Fehler bei kleinen Ablenkungen stark erhöhen.

In Abbildung 7.26 ist der Absorptionsverlauf der beiden Proben A-6H und B-6H dargestellt. Deutlich erkennbar ist, dass der aus der Transmissionsmessung gewonnene Absorptionskoeffizient der Probe B-6H im Vergleich zur PDS-Messung und bezogen zur anderen Probe zu groß ist. Möglicherweise ist also die Transmission auf Grund von Streu- oder Absorptionsverlusten an der Oberfläche reduziert. Diese hängen von der optischen Güte der Oberfläche ab, die mittels des Politurverfahrens erreicht wird. Es liegt nahe, dass die geringere Transmission der Probe B-6H im Vergleich zur Probe A-6H durch die Probenpräparation verursacht wird. Ein Nachteil der Transmissionsmessungen wird hier ersichtlich: Die bestimmten Absorptionskoeffizienten hängen sehr empfindlich von der optischen Güte der Oberfläche ab, die mittels des Politurverfahrens erzielt wird. Da die PDS-Messung dagegen direkt die thermisch generierte Leistung misst, ist dieses Verfahren in gewissen Grenzen unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit.

Da die Absorption des Substrats bestimmt wurde, kann die Transmission der Proben mit GaN-Schicht simuliert werden. Dazu wird das in Abbildung 7.27 dargestellte einfache Dreischichtsystem herangezogen. Die oberste Schicht besteht aus qualitativ hochwertigem Galliumnitrid, dessen Absorption vernachlässigbar gering ist. Zwischen Substrat und der nicht absorbierenden GaN-Schicht wird eine absorbierende Schicht angenommen. Die Gesamtdicke der GaN-Schicht $d = d_1 + d_2$ kann aus der Interferenzmodulation bestimmt werden, wenn der Brechungsindex bekannt ist.

Für die Probe A-6H-G ist dies in Abbildung 7.28 dargestellt. Um die experimentellen Daten um $\lambda \approx 500 \text{ nm}$ zu beschreiben, ist ein Absorptionskoeffizient von $\alpha_2 = 7000 \text{ cm}^{-1}$ bei einer angenommenen Schichtdicke von $d_2 = 100 \text{ nm}$ notwendig. Die aus der Interferenzmodulation bestimmte Gesamtdicke der GaN-Schicht ist in Tabelle 7.5 dargestellt. Eine entsprechende Auswertung (siehe Abbildung 7.29) liefert bei der Probe B-6H-G eine geringere Absorption $\alpha_2 = 5000 \text{ cm}^{-1}$. Da die beiden Absorptionskoeffizienten sehr weit auseinander liegen, ist durch die Transmissionsmessung alleine keine endgültige quantitative Aussage möglich. Der Absorptionskoeffizient wird wahrscheinlich auch hier durch die nicht optimale optische Qualität der Oberfläche beeinflusst, was die unterschiedlichen Werte erklärt.

7.3.2 Transmission SiC-4H basierender Proben

Siliziumkarbid kann neben der SiC-6H Modifikation auch in SiC-4H als Substrat verwendet werden. Auf Grund des höheren Anteils an kubischer Phase ist die Bandkante zu größeren Energien verschoben. SiC-4H weist daher unterschiedliche Absorptionseigenschaften auf. Prinzipiell bleiben natürlich die angesprochenen Probleme der Transmission auch bei SiC-4H bestehen, knapp unterhalb der Bandkante von GaN weist SiC-4H jedoch eine geringere Absorption auf, so dass möglicherweise bessere Bedingungen exisitieren, um einen Bandausläufer der Nukleations- bzw. Bufferschicht nachzuweisen.

In Abbildung 7.30 sind die Transmissionskurven der in Tabelle 7.6 zusammengestellten Proben dargestellt. Auch hier beträgt die Messgenauigkeit etwa 2% (siehe vergrößert dargestellten Bereich). Die Proben wurden in gleicher Weise präpariert und gemessen. Die beiden Substrat-Proben ohne Epitaxie C-4H und D-4H weisen wie bereits die entsprechenden SiC-6H-Substrate ebenfalls leichte Unterschiede in der Transmission auf (siehe Abbildung 7.30). Die Probe C-4H zeigt gegenüber der Probe D-4H eine höhere Absorption, dies bestätigen auch die in Abbildung 7.31 dargestellten PDS-Messungen. Jedoch sind die beiden Substrat-Proben bezüglich der Absorptionseigenschaften wesentlich ähnlicher als die entsprechenden SiC-6H-Proben. Die Bestimmung der Absorption aus den Transmissionsmessungen ist allerdings ebenfalls problematisch, wie im Absorptionsverlauf in Abbildung 7.32 erkennbar ist. Für die Probe C-4H ergibt sich im Vergleich zu den anderen dargestellten Proben ein zu hoher Absorptionskoeffizient, was ebenfalls auf die nicht hinreichend gute Oberflächenbeschaffenheit hindeutet. Gute Übereinstimmung liefern jedoch die PDS-Messungen der Probe D-4H und C-4H im Bereich zwischen der Bandkante und 460 nm, die sehr gut zu den Ergebnissen der Transmissionsmessung der Probe D-4H passen. Im Wellenlängenbereich über 500 nm ergeben sich jedoch auch hier Unterschiede, die wahrscheinlich auf den Herstellungsprozess zurückzuführen sind.

Probe	Gesamtdicke	GaN- Schichtdicke	Substrat-Typ	Kurzbe- zeichnung
CK0744-28Q2P	$210 \ \mu m$	-	4H	C-4H
CK0744-28Q3	$225~\mu{ m m}$	$1.550~\mu{ m m}$	4H	C-4H-G
CW0710-13Q3P	$215~\mu{ m m}$	-	4H	D-4H
CW0710-13Q2	$211~\mu{ m m}$	$1.650~\mu{ m m}$	4H	D-4H-G

Tab. 7.6: Übersicht über die untersuchten auf 4H-Siliziumkarbid-Substraten basierenden Proben.



Bild 7.30: Transmission der SiC-4H basierenden Proben nach Tabelle 7.6. Der Ausschnitt zeigt die Messdaten vergrößert. Die Messungen wurden wiederholt durchgeführt, um mögliche Fehlerquellen auszuschließen (jeweils in gleicher Farbe dargestellt). Die Genauigkeit von zwei aufeinander folgenden Messungen beträgt etwa 2%. Die Feinmodulation wird durch die Fabry-Pérot-Moden des Substrats verursacht, die jedoch bei 1 nm Auflösung nicht mehr separierbar sind.

Bild 7.31: PDS-Messung der SiC-4H basierenden Proben nach Tabelle 7.6. Die Messdaten des Ausschnitts sind ebenfalls vergößert dargestellt. Vergleicht man die Proben A-6H und A-6H-G, so stellt man fest, dass die GaN-Schicht zu einem erhöhten PDS-Signal führt und damit absorbierend wirkt. Dies ist in gleicher Weise auch bei dem Probenpaar B-6H und B-6H-G zu beobachten.

Bild 7.32: Absorptionskoeffizient von SiC-4H bestimmt aus Transmission und PDS. Der aus der Transmissionsmessung bestimmte Absorptionskoeffizient der Probe C-4H passt nicht zu dem der entsprechenden PDS-Messung. Bei der Probe D-4H ist hingegen die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten mittels Transmission möglich. Anhand der Proben C-4H-G und D-4H-G soll untersucht werden, ob sich hier übereinstimmende Befunde bezüglich der absorbierenden Eigenschaften der Nukleations- und Pufferschicht nachweisen lassen. Für die Simulation der Transmission wird das Modell nach Abbildung 7.27 verwendet, wobei für die Substratabsorption $\alpha_{\rm S}$ der in Abbildung 7.32 dargestellte Absorptionskoeffizient verwendet wurde. Weiterhin wird $\alpha_1 = 0$ und $d_2 = 100$ nm und α_2 als Anpassparameter verwendet.

Die Transmissionsmessung der Probe C-4H-G und die entsprechende Simulation sind in Abbildung 7.33 dargestellt. Zur Beschreibung der experimentellen Daten im Bereich um 400 nm ist α_2 zu Null zu wählen, dies passt nicht zu den bisher gefundenen Absorptionskoeffizienten. Auffällig ist aber, dass die Simulation im Bereich um ca. 800 nm zu geringe Werte liefert; dies lässt sich nur mit einer zu groß bestimmten Substratabsorption



Bild 7.33: Transmissionsmessung und Simulation der Probe C-4H-G. Im Gegensatz zu den bisherigen Simulationen ist bei dieser Probe $\alpha_2 = 0$ zu wählen, um eine Übereinstimmung der Messung und Simulation im Spektralbereich zwischen der Bandkante und 460 nm zu erreichen.

Bild 7.34: Messung und zugehörige Simulation für die Probe D-4H-G. Für diese Probe ist $\alpha_2 = 2000$ cm. Der Nachweis der absorbierenden Schicht lässt sich nur qualitativ zeigen, da die optische Qualität der Oberfläche der Probe einen erheblichen Einfluss auf das Messergebnis besitzt.

Probenpaar	α_1^{-1}	α_2	$d_2{}^2$
A-6H	0	$7000 { m ~cm^{-1}}$	100 nm
B-6H	0	$5000 {\rm ~cm^{-1}}$	$100 \ \mathrm{nm}$
C-6H	0	$0~{\rm cm}^{-1}$	100 nm
D-6H	0	$2000~{\rm cm}^{-1}$	$100 \ \mathrm{nm}$

Tab. 7.7: Übersicht über die bestimmten Absorptionskoeffizienten der absorbierenden Schicht für SiC. Die unterschiedlichen Werte für α_2 sind auf die nicht hinreichend gute optische Qualität der Oberfläche zurückzuführen.

erklären. Wären Simulation und Transmissionsmessungen in diesem Bereich konform, so würde die Transmission im Bereich von 400 nm über den experimentellen Daten liegen. In diesem Fall wäre $\alpha_2 > 0$ zu wählen, um die Messdaten zu beschreiben. Damit ist aus dieser Messung ebenfalls ersichtlich, dass es eine absorbierende Schicht gibt, deren Absorptionseigenschaften allerdings nicht quantitativ bestimmt werden können.

Für die Probe D-4H-G, deren Transmission und zugehörige Simulation in Abbildung 7.34 dargestellt sind, kann ein Absorptionskoeffizient von $\alpha_2 = 2000 \text{ cm}^{-1}$ bestimmt werden. Abschließend sind in Tabelle 7.7 die Werte für α_2 zusammengefasst. Ersichtlich ist, dass mittels Transmission keine klare quantitative Bestimmung des Absorptionskoeffizienten α_2 möglich ist.

7.3.3 Photothermische Deflektionsspektroskopie der SiC-Proben

Die bisherigen Ergebnisse zeigen zwar, dass das Absorptionsmodell nach Abbildung 7.27 den tatsächlichen Verhältnissen nahe kommt, aber kein geschlossenes Bild bezüglich des Absorptionskoeffizienten gefunden werden kann. Hierbei spielt die Oberfläche der Probe eine entscheidende Rolle, da durch sie die Transmission maßgeblich reduziert und damit der Absorptionskoeffizient mit einem zu großen Fehler behaftet ist. Da bei der PDS-Messung dieses Problem nicht auftritt, wäre es günstiger, wenn nur die PDS-Messung zur Absorptionsbestimmung herangezogen werden könnte. Eine Berechnung des Absorptionskoeffizienten, die auf zwei PDS-Signalen basiert, soll im Folgenden vorgestellt werden.

Für das PDS-Signal der Substrat-Probe $S_{PDS,S}$ gilt

$$S_{\rm PDS,S} = c_1 (1 - e^{-\alpha_S d_S})$$
 (7.14)

¹ α_1 wird zu Null angenommen.

 $^{^{2}}$ d_{2} wird ebenfalls angenommen.

Für das PDS-Signal aus einer nicht absorbierenden Deckschicht, einer absorbierenden Schicht und eines absorbierenden Substrats besteht, lautet der Zusammenhang

$$S_{\rm PDS,GaN} = c_1 \left(1 - e^{-(\alpha_{\rm s} d_{\rm s} + \alpha_2 d_2)} \right)$$
 (7.15)

Der Quotient von beiden Signalen wird daher unabhängig von c_1 . Für α_2 ergibt sich

$$\alpha_2 = -\frac{1}{d_2} \left[\ln \left(1 - (1 - e^{-\alpha_s d_s}) \frac{S_{\text{PDS,GaN}}}{S_{\text{PDS,S}}} \right) + \alpha_s d_s \right]$$
(7.16)

In Abbildung 7.35 ist der Absorptionsverlauf von SiC4H dargestellt, welcher nach (7.35) berechnet wurde. Dabei wurde eine Schichtdicke d_2 von 100 nm angenommen. Beide Probenpaare C-4H und C-4H-G zeigen dabei annähernd das gleiche Verhalten. Die



Bild 7.35: Verlauf des Absorptionskoeffizienten α_2 der absorbierenden Interface-Schicht für eine Schichtdicke von $d_2 = 100$ nm. Der Absorptionskoeffizient wird dabei aus einer relativen PDS-Messung bestimmt. Zwischen beiden Probenpaaren wird eine gute Übereinstimmung gefunden. Im Gegensatz zur Transmissionsmessung spielt bei der PDS-Messung die Oberflächenqualität keine entscheidende Rolle.

Bild 7.36: Absorptionskoeffizient α_2 der absorbierenden Interface-Schicht für GaN auf SiC-6H. Auch bei diesen Proben wird eine gute Übereinstimmung der Absorptionskoeffizienten gefunden. Darüber hinaus passen die gefundenen Werte (wie auch die der SiC-4H-Proben) sehr gut zu den Absorptionskoeffizienten Saphirbasierender Strukturen (siehe dazu auch Tabelle 7.4).

etwas geringere Absorption im Bereich um 490 nm ist auf das größere PDS-Signal der Probe D-4H im Vergleich zur Probe D-4H-G zurückzuführen. Möglicherweise ist hierbei die N-Dotierstoffkonzentration der Probe D-4H fluktuationsbedingt etwas höher. Energetisch unterhalb der Bandkante bei 375 nm ergeben sich aber im Rahmen der Messgenauigkeit übereinstimmende Absolutwerte. Da allerdings die Dicken der beiden GaN-Schichten annähernd gleich sind, kann nicht gezeigt werden, dass die Absorption tatsächlich in einer sehr dünnen Schicht erfolgt.

Dies gelingt aber, falls die SiC-6H-Probenserie untersucht wird. Werden die in Abbildung 7.24 dargestellten PDS-Messungen nach (7.16) ausgewertet, ergeben sich die in Abbildung 7.36 dargestellten Absorptionsverläufe für eine angenommene Schichtdicke $d_2 = 100$ nm. Energetisch unterhalb der Bandkante von SiC-6H liegt der Absorptionskoeffizient α_2 bei etwa 2-3 $\cdot 10^3$ cm⁻¹. Übereinstimmend mit dem für SiC-4H gefundenen Ergebnis kann also auch hier eine absorbierende Schicht nachgewiesen werden. Tendenziell ist der Absorptionskoeffizient bei den SiC-4H-Proben etwas größer, liegt aber ebenfalls im Bereich von 2-3 $\cdot 10^3$ cm⁻¹. Im Gegensatz zu SiC-4H unterscheiden sich bei dieser Probenserie die Schichtdicken der GaN-Schichten um etwa den Faktor Zwei. Nimmt man für die Auswertung die GaN-Schicht als homogen absorbierend an, würde der berechnete Absorptionskoeffizient von der Schichtdicke selbst abhängig sein. Da dies offensichtlich nicht der Fall ist, ist der Beitrag zum PDS-Signal des in den letzten 600 nm gewachsenen GaN vernachlässigbar. Dies bestätigt die Annahmen, die beim Absorptionsmodell vorausgesetzt wurden.

7.4 Bauelement bezogene Ergebnisse

Nachdem gezeigt wurde, dass die Interface-Schicht sowohl bei Saphir als auch bei SiC-Substrat absorbierend wirkt, wird im Folgenden untersucht, ob eine Reduktion der Absorption durch Modifikation des Wachstumsprozesses möglich ist.

Die am Institut gewachsenen Schichten verwenden die Niedertemperatur-GaN-Nukleation als ersten Wachstumsschritt. Daneben kann auch eine Nukleation durch Wachstum von AlN durchgeführt werden. Zu beiden Möglichkeiten werden Untersuchungen an Einzelschichten, sowie am Bauelement durchgeführt.

7.4.1 Absorptionsverhalten bei AlN oder GaN Nukleation

Zur Charakterisierung bieten sich GaN-Einzelschichten an, die auf Saphir gewachsen werden. Die Absorptionseigenschaften zweier repräsentativer Proben wurden mittels

der Photothermischen Deflektionsspektroskopie bestimmt und sind in Abbildung 7.37 dargestellt. Der Absorptionskoeffizient wurde dabei für eine Schichtdicke von 75 nm berechnet. Deutlich zu erkennen sind die sehr unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten. Für die GaN-Nukleation wird eine Urbach-Energie von $E_0 = 400$ meV bestimmt, während für die AlN-Nukleation eine deutlich schwächere Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Photonenenergie beobachtet wird ($E_0 = 286$ meV). Die Urbach-Energie kann als Maß für die Kristallqualität angesehen werden. Kleine Urbach-Energien werden dabei einem hohen Anteil kristalliner Phase zugeordnet. Steigt der Anteil der amorphen Phase, nimmt die Urbach-Energie dagegen zu. Dies lässt auf einen höhereren Anteil kristalliner Phase bei der AlN-Nukleation schließen, der damit möglicherweise vorhanden ist. Weiterhin ist eine kompressive Verspannung der auf der Nukleationsschicht gewachsenen GaN-Schicht auf Grund der energetischen Verschiebung der Bandkante zu erkennen.

Der Einfluss der absorbierenden GaN-Schicht ist abhängig von der Emissionswellenlänge der Proben und wirkt sich bei größeren Photonenenergien wesentlich stärker auf die Leistungsbilanz des Bauelements aus. Proben mit AlN-Nukleation weisen hierbei deutliche Vorteile bezüglich der Absorptionseingenschaften auf. Ab 2.7 eV scheinen die Vorteile der AlN-Nukleation zu verschwinden.

7.4.2 Zum Nachweis der absorbierenden Schicht anhand der Ausgangsleistung

Modifikationen der Wachstumsparameter oder des Wachstumsverfahrens der Nukleationsschicht können sich empfindlich auf die Materialqualität des darauf folgenden GaN



Bild 7.37: Modaler Absorptionskoeffizient als Funktion der Schichtdicke der absorbierenden Schicht für $\alpha d = 0.015$. Eine Halbierung des αd -Produkts führt in etwa zu einer Halbierung der modalen Absorption der Grundmode.

und der gewachsenen LED-Struktur auswirken. Eine Demonstration modifizierter Absorptionseigenschaften wird daher ohne Untersuchungen an einer vollständigen Bauelementstruktur wenig Beachtung finden.

Jedoch ist die Ausgangsleistung einer LED von einer Vielzahl von Parametern abhängig, die einen Vergleich und eine gezielte Zuordnung zum veränderten Parameter schwierig gestalten. Eine Reihe von Überlegungen sollen helfen, dies dennoch zu vollziehen.

Eine geringere modale Absorption hat weniger Leistungsverluste der geführten Moden zur Folge. Lichtanteile, die direkt durch das Substrat ausgekoppelt werden, durchqueren die absorbierende Schicht nur einfach, deswegen sind die Verluste verglichen mit geführten Moden geringer. Die Berechnung der Auskoppeleffizienz kann prinzipiell nach den in Kapitel 6 vorgestellten theoretischen Überlegungen durchgeführt werden. Problematisch bleibt jedoch die Berechnung der Auskopplung an den Chip-Kanten, da diese durch den Vereinzelungsprozess eine raue Oberfläche¹ aufweisen. Darüber hinaus sind auch Mehrfachreflexionen im Modell nicht enthalten. Letztere treten bei der quadratischen Chip-Geometrie an den vier Facetten für Einfallswinkel auf, die größer als der Winkel der Totalreflexion sind. Der Vorteil des Modells gegenüber dem Ansatz des Raytracing ist jedoch, dass die Schichtinterferenz berechnet werden kann.

Die durch das Substrat ausgekoppelte Leistung ist daher für die Charakterisierung am besten geeignet. Sie stellt dabei nicht nur für das Experiment eine wichtige Größe dar, sondern trägt auch bei Bauelementen in Flip-Chip-Anordnung den größten Teil der Ausgangsleistung. Die Leistung im substratseitigen Auskoppelkegel wird dabei von der Kopplung des Dipols an die Schichtstruktur beeinflusst. Da bereits gute Ergebnisse in



Bild 7.38: Absorptionsmessungen mittels der Photothermischen Deflektionsspektroskopie an InGaN-LED-Strukturen.

¹ Diese ist wesentlich größer als die Materialwellenlänge, daher kann die klassische Störungstheorie nicht zur Modelllierung herangezogen werden.

Bezug auf die modale Kopplung gezeigt werden konnten, ist die Berechnung der ausgekoppelten Leistung vielversprechend.

7.4.3 Leistung im substratseitigen Auskoppelkegel

Die Leistung in diesem Auskoppelkegel wird neben der durch den Brechungsindex bestimmten Größe des Kegels hauptsächlich durch die optische Weglänge zwischen Metallisierung und aktiver Zone bestimmt. Die Kontaktschicht verursacht dabei einen Knoten im elektrischen Feld, der sich allerdings nur im Grenzfall unendlich guter Leitfähigkeit ausbildet. Für eine endliche Leitfähigkeit dringt das elektrische Feld in die Metallisierung ein, damit verschiebt sich das elektrische Feld gegenüber dem Fall unendlich guter

Dicke (nm)	Material	
$d_{\mathrm{GaN:Mg}}$	p-GaN:Mg	
20	$Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Mg$	
5	GaN	
<u></u>	InGaN	
$\begin{bmatrix} 5x \\ 5 \end{bmatrix}$	GaN	
1400	n-GaN:Si	
700	GaN	
40	GaN/AlN Nukleation	
300000	Saphir	

Tab. 7.8: Schichtaufbau der Proben S4102, S4104-S4106. Die Emissionswellenlänge beträgt für alle Proben $\lambda = 467$ nm.

Probe	$d_{\mathrm{GaN:Mg}}$ (nm)	Nukleation
S4102	250	GaN
S4104	250	AlN
S4105	200	AlN
S4106	300	AlN

Tab. 7.9: Übersicht über die variierten Parameter der Probenserie S4102, S4104-S4106. Die Variation der p-Schichtdicke wurde auf der AlN-Nukleation durchgeführt. Zum Vergleich wurde eine vergleichbare Probe auf einer GaN-Nukleationsschicht epitaxiert.



Bild 7.39: Vergleich zwischen experimenteller Modulation der Leistung im Auskoppelkegel (Probenserie S4101, S4104-S4106) und berechnete Leistung als Funktion der optischen Weglänge zwischen Kontaktmetallisierung und aktiver Zone. Hauptsächlich wird die optische Dicke durch GaN:Mg bestimmt.

Leitfähigkeit in Richtung Metallisierung. Die optische Weglänge zwischen diesem feststehenden Knoten und der aktiven Zone entscheidet über das Interferenzverhalten.

Um die Abhängigkeit zu demonstrieren, wurde eine Serie von Leuchtdiodenstrukturen epitaxiert. Hierbei wurde gezielt die Schichtdicke zwischen aktiver Zone und p-Metallisierung modifiziert. Ein Überblick über den Schichtaufbau geben die beiden Tabellen 7.8 und 7.9. Um Effekte die durch unterschiedliche Absorption verursacht werden, auszuschließen, wurde die Probenserie ebenfalls mit Hilfe der Photothermischen Deflektionsspektroskopie charakterisiert. Da der gleiche Schichtaufbau vorliegt, kann das PDS-Signal selbst zum Vergleich der Absorptionseigenschaften herangezogen werden (siehe Abbildung 7.38). Übereinstimmend mit den bisher gezeigten Messungen zeigt die GaN-Nukleationsschicht bei der Emissionswellenlänge eine etwas höhere Absorption. Die sehr gute Übereinstimmung der PDS-Messungen der Proben S4104, S4105 und S4106 mit AlN-Nukleation spricht für eine gute Homogenität zwischen den einzelnen Wafern der Epitaxieserie was eine grundlegende Voraussetzung für die Vergleichbarkeit bedeutet. Im Vergleich zu Abbildung 7.37 ist für kürzere Emissionswellenlängen, also für höhere Energien, die durch die Quantenfilme verursachte Absorption in der PDS-Messung ersichtlich. Zu längeren Wellenlängen nimmt die Absorption in der Probe zu, die Ursache hierfür ist jedoch unbekannt. Möglicherweise wird das Absorptionsband unterhalb von 500 nm durch die Mg-Dotierung verursacht. Übergänge in diesem Bereich wurden bei den ersten pn-Dioden ohne AlGaN-Barriere beobachtet (Gelblicht-Lumineszenz).

Betrachtet man die Leistung im Auskoppelkegel der zugehörigen prozessierten Proben, stellt man eine erhebliche Abhängigkeit fest wie in Abbildung 7.39 ersichtlich wird. Die optische Ausgangsleistung der Proben S4104, S4105 und S4106 wurde dabei bei einem Strom von I = 40 mA bestimmt. Sie weist eine Modulation auf, die im Bereich der internen Materialwellenlänge liegt.

Da die Absorptionsverhältnisse gleich sind, kann belegt werden, dass die Modulation der Leistung von der unterschiedlichen Kopplung der spontanen Emission an geführte Moden und Strahlungsmoden herrührt. Dies soll im Folgendem gezeigt werden.

Auf der Basis des Schichtaufbaus nach Tabelle 7.9 kann die Leistung im Auskoppelkegel berechnet werden. Dabei wird eine Emissionswellenlänge von $\lambda = 467 \text{ nm}$ zur Bestimmung des Brechungsindex verwendet. Vereinfachend wird die p-seitige Ni/Au-Kontakt durch eine 300 nm dicke Goldschicht modelliert.

Vergleicht man die experimentellen Daten mit den Berechnungen, findet man eine gute Übereinstimmung der Periodizität, die eine eindeutige Zuordnung zur Schichtinterferenz erlauben. Der Leistungsanteil im Auskoppelkegel wird wahrscheinlich zu gering berechnet, da Mehrfachreflexionen an den Chip-Seitenflächen nicht im Modell berücksichtigt werden. Trotzdem können anhand dieses Modells weitere Kriterien für das Design von InGaN-LEDs in Flip-Chip-Konfiguration aufgezeigt werden. In Abbildung 7.40 ist das Auskoppelverhalten für den substratseitigen Auskoppelkegel für unterschiedliche Emissionswellenlängen berechnet. Man erkennt, dass die abwechselnd auftretende konstruktive bzw. destruktive Interferenz die Leistung im Auskoppelkegel moduliert. Weiterhin ist festzustellen, dass die optimale optische Dicke zwischen Metallkontakt und aktiver Zone mit zunehmender Dicke stärker von der Emissionswellenlänge abhängig wird. Gleichzeitig sinkt die in den Auskoppelkegel fallende Leistung ab. Daher sollte die Lage der aktiven Zone in einem relativen Maximum nahe der Metallisierung vorgesehen werden. Das Maximum um 75 nm ist wegen der Legiertiefe des p-Kontakts technologisch schwer realisierbar, daher kommen nur die Bereiche 1 und 2 für eine optimierte Ausgangsleistung in Frage. Die Schichtdicke ist dabei für beide Bereiche linear von der Emissionswellenlänge abhängig (siehe Abbildung 7.41).



Bild 7.40: Simulierte Abhängigkeit der Leistung im substratseitigen Auskoppelkegel von der Emissionswellenlänge des Bauelements. Technologisch realisierbar sind die Bereiche 1 und 2. Dünnere p-Schichten sind auf Grund der Tiefe des Einlegierens des p-Kontaktes nachteilig.

Bild 7.41: Abhängigkeit des relativen Auskopplemaximums der Bereiche 1 und 2 von der Emissionwellenlänge

Abschließend ist in Abbildung 7.42 die Leistungsverteilung in Abhängigkeit der Schichtdicke aufgetragen. Der spontane Emissionsprozess kann dabei in geführte Moden fallen oder Strahlungsmoden anregen. Strahlungsmoden koppeln über den substratseitigen Auskoppelkegel aus. Die geführten Moden lassen sich in GaN-Filmwellen¹ und Saphir-Filmwellen² einteilen. Das Feldprofil bleibt bei GaN-Filmwellen auf den Bereich der Epitaxie beschränkt, bei Saphir-Filmwellen breitet sich die Feldverteilung über Substrat und Epitaxieschichten aus.

Durch Variation der optischen Weglänge zwischen p-Metallisierung und aktiver Zone kann die Leistungsverteilung innerhalb des LED-Chips beeinflusst werden. Hierbei kann die Leistungsverteilung zwischen GaN-Filmwellen und Substrat-Wellen erheblich verändert werden. Die bereits dargestellte Abhängigkeit der Leistung im Auskoppelkegel fällt dagegen gering aus.

Bei einer Schichtdicke des p-GaN von etwa 60 nm fällt der Hauptanteil in geführte GaN-Filmwellen. GaN-Filmwellen weisen auf Grund der absorbierenden Interface-Schicht hohe Verluste auf, daher ist die Anregung dieser Moden besonders ungünstig. Bei etwa 120 nm ergibt sich ein relatives Minimum, bei dem gleichzeitig die substratseitige Leistung relativ groß ist. Günstig ist dabei auch, dass viele Substratmoden angeregt werden. Sie besitzen eine geringe modale Dämpfung, weil die Wechselwirkung mit der absorbierenden Schicht gering ist. Wird die Schichtdicke sehr groß, steigt automatisch die Zahl der ausbreitungsfähigen GaN-Filmwellen. Während bei kleiner Schichtdicke eine diskrete Zahl von GaN-Filmwellen mit dem quasi-Kontinuum der Substratmoden konkuriert, stehen sich bei großer Schichtdicke zwei zahlenmäßig große Modenreservoirs



Bild 7.42: Anteil des erzeugten Lichts im Halbleiter, der in geführte Moden (Substrat-Moden und Filmwellen) sowie in den Auskoppelkegel fällt als Funktion der Schichtdicke des p-GaN.

¹ Dies sind Moden mit effektivem Index zwischen dem Brechungsindex von Saphir und GaN.

² Dies sind Moden mit effektivem Index zwischen dem Brechungsindex von Luft und GaN.

gegenüber. Der spontane Emissionsprozess erfährt in diesem Fall eine gleichberechtigte Kopplung¹ an die beteiligten Moden. Dies erklärt die Reduktion der Modulation der in die geführten Moden gekoppelten Leistung. Der asymptotische Wert für große Schichtdicken wird durch das Brechzahlprofil vorgegeben.

Um den Einfluss der absorbierenden Schicht am Bauelement nachzuweisen, müssen Proben mit gleicher p-GaN-Schichtdicke verglichen werden, dies kann anhand der Proben S4102 und S4104 (siehe Tabelle 7.9) erfolgen. In Abbildung 7.43 ist die Strom-Leistungs-Kennlinie der auf GaN bzw. AlN-Nukleation basierenden LED-Strukturen dargestellt. Auch hier ist zu beobachten, dass die AlN-Nukleation beim Bauelement Vorteile hinsichtlich der optischen Ausgangsleistung besitzt.

Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die beiden verbleibenden Modelle zur Beschreibung der Intensitätsverteilung auf die experimentellen Daten angewandt. Beide Modelle beschreiben den Intensitätsverlauf sehr gut. Mit Hilfe des Modells Oberflächenstreuung wird ein Absorptionskoeffizient von $\alpha_2 = 7 \text{ cm}^{-1}$ bestimmt. Beschreibt man den Intensitätsverlauf durch das Absorptionsmodell, wird für die selbe Schicht $\alpha_2 = 4.2 \text{ cm}^{-1}$ bestimmt. Beide Werte sind vergleichbar groß. Durch die Hinzunahme weiterer Messverfahren wurde die physikalische Ursache des Verlustmechanismus bestimmt. Die Modenverluste entstehen durch Absorption. Damit können der Nukleations- bzw. Bufferschicht absorbierende Eigenschaften zugeordnet werden.



Bild 7.43: Leistungs-Strom-Charakteristik der auf GaN bzw. AlN-Nukleation gewachsenen LED-Strukturen. Die Leistung wurde durch das Substrat hindurch gemessen (Probe S4101 mit GaN und S4104 mit AlN-Nukleation).

¹ Im Rahmen des Brechungsindex.

Die zunächst an den Proben des Instituts gemachten Beobachtungen ließen sich in gleicher Weise an Proben des Instituts für Angewandte Festkörperforschung nachweisen. Damit ist eine gewisse Allgemeingültigkeit der Ergebnisse gewährleistet. Die bisherigen Aussagen beziehen sich auf Schichtstrukturen, die mittels GaN-Niedertemperatur-Nukleation hergestellt werden.

Neben GaN auf Saphir wurden auch Schichten vorgestellt, die auf dem ebenfalls weit verbreiteten Substrat SiC epitaxiert wurden. Hierbei kann allerdings das integrierte Wellenleiterexperiment auf Grund des vertikalen Brechzahlprofils nicht angewandt werden. Messungen der Transmission sind nur bedingt zur Evaluation der Absorptionseigenschaften verwendbar, da auf Grund des Herstellungsprozesses zu viele störende Faktoren vorhanden sind. Mittels geschickter Auswertung von PDS-Messungen gelingt es aber, die absorbierende Schicht nachzuweisen, allerdings kann keine Schichtdickenbestimmung der absorbierenden Schicht erfolgen, da das ergänzende Messverfahren der integrierten Wellenleiter nicht anwendbar ist.

Abschließend sind aber die Absorptionseigenschaften unabhängig von der Wahl des Substrats Saphir oder SiC gleich, womit die gefundenen optischen Eigenschaften bestätigt werden. Hätte sich herausgestellt, dass der dominierende Mechanismus die Streuung ist, wäre auf Grund der Tatsache, dass Streuzentren als Auskoppelmechanismus fungieren können¹, kein Potenzial zur Effizienzsteigerung vorhanden und daher eine Steuerung der optischen Eigenschaften von geringem Interesse. Da aber eindeutig absorbierende Eigenschaften nachgewiesen wurden, existiert für heutige Leuchtdiodenstrukturen an dieser Stelle eine Möglichkeit, die Ausgangsleistung zu erhöhen. Eine Reduktion der Absorption kann durch Übergang von der heute weit verbreiteten GaN-Niedertemperatur-Nukleation zur AlN-Nukleation vollzogen werden, wobei sich auch durch die Wahl eines geeigneten Abstands der Metallisierung von der aktiven Zone eine Möglichkeit zur Reduktion der optischen Verluste erreichen lässt. Falls dies im industriellen Umfeld keine befriedigenden Ergebnisse mit sich bringt, verbleibt die Möglichkeit das Substrat und die absorbierende Schicht mittels Laserablation abzulösen und dadurch eine Steigerung der Ausgangsleistung zu erzielen. Eine weitere Alternative stellt auch die Verwendung einer Resonant-Cavity-Leuchtdiodenstruktur (RC-LED) dar.

¹ siehe Abschnitt 3.2.2

Kapitel 8

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Erfassung der dominanten optischen Verluste, die in InGaN-basierenden Leuchtdioden auftreten können und sich nachhaltig auf die Effizienz der untersuchten Strukturen auswirken. Dabei wird zunächst aufgezeigt, welche Möglichkeiten heute zur Effizienzsteigerung in der LED-Chip-Herstellung angewandt werden. Diese Konzepte lassen sich dabei nur bedingt auf das Materialsystem InGaN übertragen, dennoch existieren Möglichkeiten, die Extraktionseffizienz auch bei nitridischen Leuchtdioden zu erhöhen. Letztlich entscheiden die Herstellungskosten über den Einsatz der notwendigen Prozessschritte. Daher wird heute nach wie vor ein Großteil der Leuchtdioden in klassischer Chipgeometrie gefertigt. Gerade in diesen einfachen Chipgeometrien spielen Absorptionsverluste eine besondere Rolle, da auf Grund von Totalreflexion ein wesentlicher Teil des Lichtes im Chip verbleibt und damit verloren geht. Ziel dieser Arbeit ist es, diese Absorptionsverluste systematisch zu untersuchen und Möglichkeiten der Optimierung aufzuzeigen. Die vorgestellten Untersuchungen gehen dabei von einem integrierten, optischen Wellenleiterexperiment aus, das eine experimentelle Betrachtung der Ortsabhängigkeit der geführten optischen Leistung in Leuchtdiodenstrukturen ermöglicht. Der beobachtete Zusammenhang lässt sich dabei nicht mittels des klassischen Absorptionsgesetzes beschreiben. Daher werden verschiedene Modelle vorgeschlagen, die die Intensität im Wellenleiter beschreiben können. Effekte, die sich störend auf das Experiment auswirken, werden charakterisiert. Dies ermöglicht die Absicherung der experimentellen Befunde, welche das Fundament der anschließenden theoretischen Betrachtungen bildet. Zur Beschreibung der Intensitätsverteilung im Wellenleiter sind Moden notwendig, die eine unterschiedlich starke Dämpfung erfahren. Der Verlustmechanismus kann dabei prinzipiell durch Streuung oder durch Absorption verursacht werden, wobei die Verluste grundsätzlich auf einen Teilbereich des Wellenleiters beschränkt bleiben müssen. Nur unter diesen Annahmen ergibt sich eine hinreichend große Spreizung der modalen Absorptionskoeffizienten, die für eine Beschreibung der experimentellen Daten vorausgesetzt werden müssen. Die Strukturanalyse der epitaktischen Schichten legt dabei nahe, dass die Nukleationsschicht und ein Teil der Puffer-Schicht, die bei InGaN-LEDs zur Defektreduktion und Überwindung der Gitterfehlanpassung zwischen GaN und den Substraten SiC und Saphir gewachsen werden, einen derartigen Verlustmechanismus aufweisen. Begleitende Messverfahren wie die Transmission und die Photothermische Deflektionsspektroskopie lassen jedoch eine eindeutige Identifikation des Mechanismus zu: Die Wellenleiterverluste werden durch Absorption verursacht.

Die Kombination des integrierten optischen Wellenleiterexperiments mit der Photothermischen Deflektionsspektroskopie ermöglicht erstmals eine quantitative Erfassung des Absorptionskoeffizienten und der Schichtdicke der absorbierenden Schicht, die in vergleichbarer Größe mit der Nukleationsschichtdicke liegt. Die besonderen Ausbreitungseigenschaften der Moden können genutzt werden, um aus der geführten optischen Leistung die Anregung der einzelnen Moden zu extrahieren, da die Intensitätsverteilung in den einzelnen Teilbereichen von unterschiedlichen Moden dominiert wird. Der experimentelle Zugang zur Modenanregung eröffnet interessante Einblicke in die Kopplung der spontanen Emission an den Wellenleiter. Eine theoretische Modellierung der Emissionsprozesse mittels Dipolen erlaubt eine Berechnung der Kopplung und damit einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment und stellt somit eine weitere Stütze der Modellvorstellung der optischen Prozesse im Wellenleiter dar.

Untersuchungen der Absorptionseigenschaften am Material anderer Epitaxieanlagen zeigen vergleichbare Absorptionseigenschaften, welche sowohl bei Strukturen auf Saphir-Substrat als auch auf SiC-Substrat bestehen. Damit können die gefundenen Ergebnisse verallgemeinert werden. Für Bauelemente ist somit ein wesentlicher Verlustmechanismus identifiziert und lässt auf weiteres Optimierungspotenzial schließen. Eine Effizienzsteigerung ist möglich, wenn die Absorptionseigenschaften gezielt verbessert werden können. Untersuchungen zeigen dabei, dass eine Reduktion der Absorption durch Übergang von Niedertemperatur-GaN-Nukleation auf AlN-Nukleation stattfindet, was nicht nur spektroskopisch sondern auch anhand von Leistungsmessungen an Bauelementstrukturen gezeigt werden kann. Ob dies auch in industrieller Umgebung eine Möglichkeit darstellt, die Effizienz heutiger Leuchtdioden zu verbessern, bleibt dabei allerdings unbeantwortet. Prinzipiell existiert auch die Möglichkeit, die absorbierende Schicht und das Substrat mit Hilfe von Laserablation abzulösen. Ob dieses Verfahren jedoch Einzug in die Fertigungskette finden wird, ist zum heutigen Zeitpunkt nicht abzusehen und hängt ganz wesentlich von den erzielbaren Ausgangsleistungen und Effizienzen der Bauelemente ab, die letztlich über die Wirtschaftlichkeit eines derartigen Prozesses entscheiden.

Anhang

A Transfermatrixmethode

Die Transfermatrixmethode kann zur Berechnung der Wellenausbreitung ebener Wellen verwendet werden, falls der Brechungsindex und der Absorptionskoeffizient von nur einer Koordinate abhängig ist. Dieses Hilfsmittel bildet die Grundlage zur Berechnung der Ausbreitungseigenschaften von geführten Wellen in den untersuchten Leuchtdiodenstrukturen.

Im Gegensatz zu den häufig vorgestellten rein reell arbeitenden Lösungsverfahren wird hier auf das Auffinden der komplexen Eigenwerte eingegangen. Bei den gebräuchlichen Strukturen kann der Absorptionskoeffizient aus einem Störungsansatz gewonnen werden [82], der jedoch nur für sehr kleine Absorptionsverluste anwendbar ist. Bei Wellenleitern, deren Mantelschichten stark absorbierend sind, kann der Absorptionskoeffizient nicht auf diese Weise bestimmt werden. Daher wird im Folgenden auf die Lösung der Wellengleichung unter Berücksichtigung von Absorption eingegangen.

Aus dem Induktionsgesetz

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{8.1}$$

folgt durch Bildung der Rotation

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \times \vec{B} \right) \qquad . \tag{8.2}$$

Das modifizierten Ampère-Gesetz, welches neben dem Verschiebungsstrom $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ auch das Ohmsche Gesetz $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ berücksichtigt, lautet

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \qquad . \tag{8.3}$$

Mit den Materialgleichungen

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E} \tag{8.4}$$

und

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \tag{8.5}$$

sowie der mathematischen Beziehung

$$\nabla \times \nabla \times \vec{K} = \nabla \left(\nabla \circ \vec{K} \right) - \Delta \vec{K} \quad , \tag{8.6}$$

die für jedes Vektorfeld \vec{K} erfüllt ist, folgt die Wellengleichung für \vec{E}

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = 0 \qquad . \tag{8.7}$$

In gleicher Weise findet man für \vec{H}

$$\Delta \vec{H} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H} = 0 \qquad . \tag{8.8}$$

Zur Beschreibung der Wellenausbreitung werden nur stationäre Felder berücksichtigt, daher kann man die Zeitabhängigkeit durch ein harmonisches Zeitverhalten separieren. Im Folgenden wird nur die Lösung von (8.7) diskutiert, sie gilt aber in analoger Weise für das \vec{H} -Feld in (8.8).

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\{-i\omega t\} \tag{8.9}$$

Einsetzen in die Wellengleichung liefert die Telegraphengleichung

$$\Delta \vec{E}_0 + i\omega\mu_0\sigma\vec{E}_0 + \omega^2\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}_0 = 0 \quad , \qquad (8.10)$$

die im verlustlosen Fall ($\sigma = 0$) zur Helmholtzgleichung für \vec{E} wird

$$\Delta \vec{E}_0 + \frac{\overline{n}^2 \omega^2}{c^2} \vec{E}_0 = 0 \qquad , \tag{8.11}$$

wobei $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ die Vakuumlichtgeschwindigkeit und $\overline{n} = \sqrt{\varepsilon}$ den Brechungsindex bezeichnen. Für verlustbehaftete Dielektrika ist $\sigma \neq 0$. Durch Vergleich von (8.10) und (8.11) ist der komplexe Brechungsindex n definiert

$$n = \sqrt{\left(\epsilon + \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}i\right)} = \overline{n} + i\kappa \qquad , \tag{8.12}$$

wobei κ den Extinktionskoeffizient bezeichnet. Damit ist für Verluste der Imaginärteil auf Grund des negativen Exponenten des Ansatzes (8.9) positiv.

Zur Lösung der Helmholtzgleichung (8.11) ist es günstig, ein Koordinatensystem zu vereinbaren. Die vertikale Schichtfolge soll dabei im Folgenden mit der z-Achse zusammen fallen. Die Ausbreitungsrichtung der Welle soll entlang der x-Achse stattfinden. Damit besitzen TE-Wellen nur die y-Komponente, die Helmholtzgleichung muss daher nur für eine Komponente gelöst werden. Lösungsansatz von

$$\Delta E_y + n^2 k_0^2 E_y = 0 \tag{8.13}$$

ist eine ebene Welle die sich in x-Richtung ausbreitet

$$E_y = \left(E_y^{(+)} \exp\{ik_z z\} + E_y^{(-)} \exp\{-ik_z z\}\right) \exp\{ik_x x\} \qquad . \tag{8.14}$$

Dabei kann sich durch Reflexion an möglichen Grenzflächen in z-Richtung eine hin- $(E^{(+)})$ und rücklaufende $(E^{(-)})$ Welle bilden, die zusammen ein stehendes Wellenfeld erzeugen. Der für absorbierende Medien komplexe Ausbreitungsvektor $\vec{k} = k_x \vec{e}_x + k_z \vec{e}_z$ muss dabei die Dispersionsrelation

$$k_x^2 + k_z^2 = n^2 k_0^2 \tag{8.15}$$

erfüllen, wobei n den Brechungsindex des Mediums bezeichnet. Für ein Vielschichtsystem ist (8.14) und (8.15) in jedem Bereich j anzusetzen. Dabei bleibt die Tangentialkomponente k_x von \vec{k} bei Berücksichtigung von Absorption genauso wie im verlustlosen Fall stetig, wie unten gezeigt wird.

Die Normalkomponente k_z berechnet sich aus der Dispersionsrelation

$$k_{z,j} = \pm \sqrt{n_j^2 k_0^2 - k_x^2} \qquad , \tag{8.16}$$

wobei n_j den Brechungsindex der Schicht j bezeichnet. Üblich ist es, einen effektiven Index einzuführen, mit der sich die Wellenfront entlang der x-Achse bewegt

$$n_{\rm eff} = \frac{k_x}{k_0} \qquad . \tag{8.17}$$

In gleicher Weise kann auch der in z-Richtung wirksam werdende Brechungsindex definiert werden

$$n_{\text{norm},j} = \frac{k_{z,j}}{k_0}$$
 . (8.18)

der sich aus der Dispersionsrelation zu

$$n_{\text{norm},j} = \pm \sqrt{n_j^2 - n_{\text{eff}}^2} \tag{8.19}$$

ergibt. Bevor auf das Lösungsverhalten von (8.19) eingegangen wird, sollen zunächst die Reflexionsfaktoren diskutiert werden.

Dazu sollen zwei Medien mit komplexer Brechzahl in der Ebene z = 0 aufeinander treffen. Vom Bereich z < 0 trifft eine Welle auf die Grenzfläche. Im Bereich z < 0 lautet der Ansatz für das \vec{E} -Feld für TE-Wellen

$$E_{y,1} = \left(E_{y,1}^{(+)} \exp\left\{ik_{z,1}z\right\} + E_{y,1}^{(-)} \exp\left\{-ik_{z,1}z\right\}\right) \exp\left\{ik_{x,1}x\right\}$$
(8.20)

und im Bereich z > 0

$$E_{y,2} = E_{y,2}^{(+)} \exp\left\{ik_{z,2}z\right\} \exp\left\{ik_{x,2}z\right\} \quad . \tag{8.21}$$

Stetigkeit von E_y bei z = 0 liefert

$$(E_{y,1}^{(+)} + E_{y,1}^{(-)}) \exp\{ik_{x,1}x\} = E_{y,2}^{(+)} \exp\{ik_{x,2}x\}$$
(8.22)

und liefert neben der Bedingung

$$E_{y,1}^{(+)} + E_{y,1}^{(-)} = E_{y,2}^{(+)}$$
(8.23)

auch

$$k_{x,1} = k_{x,2} \tag{8.24}$$

also die Stetigkeit der Tangentialkomponenten von \vec{k} . Aus dem Induktionsgesetz (8.1) folgt für das Magnetfeld \vec{H}_1

$$\vec{H}_{1} = \frac{k_{0}}{\omega\mu_{0}} \left(-(E_{y,1}^{(+)} - E_{y,1}^{(-)})n_{\text{norm},1}\vec{e}_{x} + (E_{y,1}^{(+)} + E_{y,1}^{(-)})n_{\text{eff}}\vec{e}_{z} \right) \exp\left\{ in_{\text{eff}}k_{0}x \right\}$$
(8.25)

und für \vec{H}_2

$$\vec{H}_{2} = \frac{k_{0}}{\omega\mu_{0}} \left(-E_{y,2}^{(+)} n_{\text{norm},2} \vec{e}_{x} + E_{y,2}^{(+)} n_{\text{eff}} \vec{e}_{z} \right) \exp\left\{ i n_{\text{eff}} k_{0} x \right\}$$
(8.26)

Hierbei ist die Tangentialkomponente von \vec{H} stetig, also die x-Komponente. Dies führt auf

$$n_{\text{norm},1}(E_{y,1}^{(+)} - E_{y,1}^{(-)}) = n_{\text{norm},2}E_{y,2}^{(+)}$$
 (8.27)

Aus (8.23) und (8.27) folgt der Reflexionsfaktor

$$r_{\rm TE} = \frac{E_{y,1}^{(-)}}{E_{y,1}^{(+)}} = \frac{n_{\rm norm,1} - n_{\rm norm,2}}{n_{\rm norm,1} + n_{\rm norm,2}}$$
(8.28)

und der Transmissionsfaktor

$$t_{\rm TE} = 1 + r_{\rm TE}$$
 . (8.29)

An dieser Stelle soll auf das Lösungsverhalten der Dispersionsrelation (8.15) und der damit verbundenen Vorzeichenwahl in (8.19) im Komplexen eingegangen werden. In den Abbildungen 8.1 und 8.2 sind dabei die beiden möglichen Fälle einer verlustbehafteten Kernschicht skizziert. Dabei ist die komplexe Ebene zur Bildung des Hauptwerts der Wurzelfunktion entlang der positiven x-Achse aufgeschnitten. Beide Fälle können in realen Schichtstrukturen gleichzeitig auftreten. Für eine konsistente Betrachtung wird nun angenommen, dass der \vec{k} -Vektor der Welle neben einer positiven Tangentialkomponente auch eine positive Normalkomponente besitzt. Ist der Imaginärteil des Quadrats des komplexen Brechungsindex der Kernschicht n_k^2 größer als der des effektiven Index $n_{\rm eff}^2$, tritt der Fall in Abbildung 8.1 ein, da gleichzeitig der Realteil des Quadrats des effektiven Index kleiner als der der Schicht ist und damit

$$n_{\rm k,norm}^2 = n_{\rm k}^2 - n_{\rm eff}^2$$
 (8.30)

im I .Quadranten liegt. Damit ist die **positive** Lösung für n_{norm} erforderlich. Ist der Imaginärteil des Quadrats des Brechungsindex der Kernschicht hingegen kleiner als der des effektiven Index, so tritt der in Abbildung 8.2 dargestellte Fall ein, für den dann das **negative** Vorzeichen zu wählen ist. Für eine Mantelschicht ist der Realanteil von n_{eff}^2 größer als der des Quadrats des Brechungsindex der Mantelschicht n_m^2 . Damit liegt die Lösung im III. bzw. IV. Quadranten und es ist erneut das *positive* Vorzeichen in (8.19) erforderlich wie in Abbildung 8.3 dargestellt ist, da die Welle in positiver z-Richtung abklingen muss. Es sei angemerkt, dass auch für den Fall, dass die komplexe Ebene entlang der negativen x-Achse aufgeschnitten wird, die Fallunterscheidung in analoger Weise durchgeführt werden muss.

Zur Berechnung der Feldverteilung wird die Transfermatrix-Methode angewandt. Die Amplituden der hin- und rücklaufenden Wellen am Ein- und Ausgang eines Zweitors werden nach

$$\begin{pmatrix} E_{y,j+1}^{(+)} \\ E_{y,j+1}^{(-)} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_{y,j}^{(+)} \\ E_{y,j}^{(-)} \\ E_{y,j}^{(-)} \end{pmatrix} \qquad .$$
(8.31)

mit einander verknüpft und beschreibt damit wie sich die Welle beim "Transfer" durch ein Zweitor verhält. Für die Berechnung der Moden und Feldverteilungen genügen zwei unterschiedliche Transfermatritzen: Die Propagationsmatrix beschreibt die Ausbreitung der Welle in einer Teilschicht j

$$T_{\rm P} = \begin{pmatrix} \exp(ik_z z) & 0\\ 0 & \exp(-ik_z z) \end{pmatrix}$$
(8.32)

Die Amplituden an einer Grenzfläche zweier Schichten sind durch

$$T_{\rm G} = \left(\begin{array}{cc} r & 1-r\\ 1+r & -r \end{array}\right) \tag{8.33}$$

verknüpft. Hierbei bezeichnet r den Reflexionsfaktor (8.28) für TE bzw. der entsprechende für TM-Wellen. Für einen Schichtstapel lässt sich die resultierende Transmissionsmatrix aus dem Produkt der einzelnen auftretenden Matrizen berechnen

$$T_{\rm res} = \prod_{j}^{n} T_j = T_n \cdot \ldots \cdot T_0 \qquad . \tag{8.34}$$
Für die Berechnung eines Schichtreflexionsfaktors bietet sich die Darstellung als Streumatritze an. Sie bietet den Vorteil, dass die rücklaufenden Wellen $E_j^{(-)}$ und $E_{j+1}^{(-)}$ als Funktion der hinlaufenden Wellen $E_j^{(+)}$ und $E_{j+1}^{(+)}$ berechenbar ist.

$$\begin{pmatrix} E_{y,j}^{(-)} \\ E_{y,j+1}^{(-)} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_{y,j}^{(+)} \\ E_{y,j+1}^{(+)} \end{pmatrix}$$
(8.35)



Bild 8.1: Lösung der Dispersionsrelation für den Fall, dass der Absorptionskoeffizient einer Kernschicht mit Brechungsindex n_k größer ist als der Absorptionskoeffizient des effektiven Index n_{eff} . Der Hauptwert liegt im I. Quadranten. Für die in positive z-Richtung ausbreitende Welle ist die positive Lösung anzusetzen.



Bild 8.2: Lösung der Dispersionsrelation für den Fall, dass der Absorptionskoeffizient des effektiven Index n_{eff} größer ist, als der Absorptionskoeffizient der Kernschicht mit Brechungsindex n_k . Hier liegt der Hauptwert im II. Quadranten, wobei für die in postive z-Richtung ausbreitende Welle die negative Lösung zu nehmen ist.

Bild 8.3: Lösung der Dispersionsrelation in einer verlustbehafteten Mantelschicht mit Brechungsindex n_m . Der Hauptwert liegt im III. Quadranten oder im IV.Quadranten (Fall nicht dargestellt). Für eine sich in z-Richtung ausbreitende Welle ist die positive Lösung zu wählen. Wird die komplexe Ebene entlang der negativen z-Achse aufgeschnitten, ist in den beiden Fällen in Bild 8.1 und Bild 8.2 für die Kernschicht das positive Vorzeichen zu wählen. Bei der verlustbehafteten Mantelschicht ist dann das negative Vorzeichen notwendig. Damit ist unabhängig von der Wahl der Definition der komplexen Wurzel eine Fallunterscheidung erforderlich. Aus der Transmissionsmatritze kann durch einfach Umrechnung die zugehörige Streumatritze berechnet werden. Der Reflexionsfaktor eines Schichtstapels lässt sich nach

$$s_{11} = \left. \frac{E_{y,j}^{(-)}}{E_{y,j}^{(+)}} \right|_{E_{y,j+1}^{(+)}=0} = \frac{t_{11}t_{22} - t_{21}t_{12}}{t_{22}}$$
(8.36)

berechnen. Zur Berechnung der Moden einer Schichtstruktur wird der Stapel im Bereich der aktiven Zone geteilt. Dies ist für die Modensuche nicht zwingend erforderlich, jedoch ist zu gewährleisten, dass die Feldamplitude von Null verschieden ist. Bei der Berechnung des Feldverlaufs kann daher auf eine erneute Berechnung der Transmissionsmatritzen verzichtet werden. Eine Mode ist genau dann eine Eigenmode, wenn sie die charakteristische Gleichung 8.37 erfüllt. Sie muss nach Reflexion an dem oberen (top) und unterem (bottom) Teilstapel wieder in sich selbst übergehen

$$s_{11}^{\mathrm{T}} s_{11}^{\mathrm{B}} = 1$$
 . (8.37)

Die Reflexionsfaktoren s_{11}^{T} und s_{11}^{B} sind dabei komplex. Bei rein dielektrischen Wellenleitern ohne Absorption ändert sich nur die Phase der Reflexionsfaktoren s_{11}^{T} und s_{11}^{B} in Abhängigkeit des effektiven Index im Bereich der geführten Mode. Bei vorhandener Absorption ist die Amplitude ebenfalls vom effektiven Index abhängig. Geführte Moden können sich nur ausbreiten, wenn der Realteil des effektiven Index zwischen dem kleinsten und größten Realteil der in der Schichtstruktur vorhanden Brechungsindices liegt.

Zur Lösung von (8.37) wird das Newton-Verfahren [83] im Komplexen angewandt.

$$n_{\text{eff},l+1} = n_{\text{eff},l} [f'(n_{\text{eff},l})]^{-1} f(n_{\text{eff},l})$$
, (8.38)

wobei

$$f(n_{\rm eff}) = s_{11}^{\rm T} s_{11}^{\rm B} - 1 \tag{8.39}$$

ist und $n_{\text{eff},l}$ den komplexen effektiven Index nach l Iterationen bezeichnet. Das Newton-Verfahren konvergiert schnell, jedoch ist die Konvergenz von einer geeigneten Wahl des Startwerts abhängig. Darüber hinaus ist zu beachten, dass (8.37) für LED-Strukturen üblicherweise viele ausbreitungsfähige Moden beschreibt und damit mehrdeutig ist. Daher ist für jede Mode eine Näherungslösung von (8.37) notwendig. Um dies zu erzielen wird im ersten Schritt ein rein reeller effektiver Index zugelassen und (8.37) nur auf Vorzeichenwechsel in der Phase entlang der Achse des effektiven Index untersucht, was ein Auffinden aller möglichen Moden erlaubt. Da der Extinktionskoeffizient üblicherweise klein gegenüber dem Realteil des effektiven Index ist, ist der Radius von einem konkreten Startwert zur exakten, unbekannten Lösung kleiner als zu Startwerten benachbarter Moden. Damit wird die Konvergenz zur gesuchten Lösung unter Erhaltung der Vollständigkeit erreicht.

Für TM-Wellen wird der gleiche Ansatz wie (8.13) für das magnetische Feld H_y verwendet. Die Behandlung verläuft analog, es ändert sich lediglich der Reflexionsfaktor für TM-Wellen.

B Prozessschritte zur Herstellung integrierter Wellenleiter

Reinigung Aceton und Isopropanol je 5 min Annealen: Aktivierung der p-Dotierung im Rapid Thermal Annealer bei 800 °C für 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Ausbacken auf Hotplate bei 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen ¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschleuni- gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni- gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 </th <th>Reinigung Aceton und Isopropanol je 5 min Annealen: Aktivierung der p-Dotierung im Rapid Thermal Annealer bei 800 °C für 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Ausbacken auf Hotplate bei 90 °C für 15 min, Belic 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschle gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwic AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie 9 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 10 Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 11 Metallisierung für p</th> <th>Nr.</th> <th>Prozessschritt</th>	Reinigung Aceton und Isopropanol je 5 min Annealen: Aktivierung der p-Dotierung im Rapid Thermal Annealer bei 800 °C für 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Ausbacken auf Hotplate bei 90 °C für 15 min, Belic 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen ¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschle gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwic AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie 9 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 10 Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 11 Metallisierung für p	Nr.	Prozessschritt
 Aceton und Isopropanol je 5 min Annealen: Aktivierung der p-Dotierung im Rapid Thermal Annealer bei 800 °C für 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Ausbacken auf Hotplate bei 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschleuni- gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Metsylpyrolidon bei 100 °C, jeweils 5 min Metsylpyrolidon bei 100 °C, für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni- gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni- gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm)	 Aceton und Isopropanol je 5 min Annealen: Aktivierung der p-Dotierung im Rapid Thermal Annealer bei 800 °C für 5 min Belacken AZ4533, Ausbacken auf Hotplate bei 90 °C für 15 min, Belic 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschle gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Metalylpyrolidon bei 100 °C, jeweils 5 min Meas-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwice AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Átzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, jeweils 5 min Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isop	1	Reinigung
 Annealen: Aktivierung der p-Dotierung im Rapid Thermal Annealer bei 800 °C für 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Ausbacken auf Hotplate bei 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschleuni- gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni- gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Az400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni- gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min Belacken ma-N440,	2 Annealen: Aktivierung der p-Dotierung im Rapid Thermal Annealer bei 800 °C für 5 min 3 Belacken AZ4533, Ausbacken auf Hotplate bei 90 °C für 15 min, Belic 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s 4 Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschle gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA 7 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigun Aceton und Isopropanol bei 100 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwick AZ400K (1:4) für 45 s 7 Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA 8 CAIBE-Átzen 7 Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, jeweils 5 min 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 10 Ti (5 nm), A1 (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 15 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 16 Me	1	Aceton und Isopropanol je 5 min
 im Rapid Thermal Annealer bet 800 °C für 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Ausbacken auf Hotplate bei 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschleunigungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleunigungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleunigungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Metallisierung Hotplate 120 °C für 5 min Belacken auf Hotplate 120 °C für 5 min Belacken auf Hotplate 90 °C für 5 min Belacken auf Hotplate 90 °C für 5 min Belacken auf Hotplate 90 °C für 5 min Belacken ma-N440, Hotplate	Im Rapid Thermal Annealer bet 800 °C für 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Ausbacken auf Hotplate bei 90 °C für 15 min, Belic 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen ¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschle gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigun Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwice AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 10 Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90	2	Annealen: Aktivierung der p-Dotierung
 Mesa-Linographie Belacken AZ4533, Ausbacken auf Hotplate bei 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschleunigungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleunigungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, danach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ni (20 nm), Al (100 nm) Lift-off Belacken an-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 	 Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Ausbacken auf Hotplate bei 90 °C für 15 min, Belic 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschle gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwice AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, geweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 		im Rapid Thermal Annealer bei 800 °C für 5 min
 Belacken AZ4535, Aussacken auf Hotplate bel 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschleuni- gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni- gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 90 °C für 5 min Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min Heiden Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s 	 Belacken AZ4535, Ausbacken auf Holpiate bel 90 °C für 15 min, Belic 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Åtzen¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschle gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigun Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Metsa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwice AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min r-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts 	2	Niesa-Lunographie Delester A74522 Australian auf Hatriate hai 00 00 für 15 min. Delister
 60 S, Entwickeln AZ400K (1:4) fur 43 S CAIBE-Ätzen¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschleuni- gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni- gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 	 60 S, Entwickein AZ400K (1:4) für 43 S CAIBE-Ätzen¹ Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschle gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwic AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Liff-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Liff-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Liff-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 	3	Belacken AZ4555, Ausbacken auf Holpiate bei 90 °C für 15 min, Belichten
 CALDE-ALZEN Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschleuni- gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni- gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Hegieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 	 CADE-ADE' Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschle gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwic AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D3328, 65 s Metallisierung für n-GaN 10 Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D3328, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts 		60 S, Entwickein AZ400K (1:4) für 45 S
 Plusse Argon: o sech, Chor: 4 sech, Probentit: 105°, 1=0°C, Beschleuni- gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni- gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Metallisierung für p-GaN Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 	 Flusse Argon: 0 sech, Chio: 4 sech, Probendit: 105°, 1=0°C, Beschle gungsspannung 400 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigun Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwic AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), AI (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 	1	CAIDE-Alzell Eliissa Argani 6 saam Chlari 4 saam Drahantilti 1059 T-09C Dasahlauni
gungsspanning 400 eV, Gitterspanning 40 V, Straniström 15 mA Reinigung 5 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min 6 Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s 7 Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni-gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 10 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, danach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, danach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN 14 Metallisierung für p-GaN 14 Metallisierung für p-GaN	Burgsspanning 400 eV, Onterspanning 40 V, Stranistrom 13 mA Reinigung 5 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigun Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie 6 Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwice AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen 7 Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigun Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 10 Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 15 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 16 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 17 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm)	4	Flusse Argon: 6 sccm, Chior: 4 sccm, Probenult: 105°, 1=0°C, Beschleuni-
 Nethylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Atzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni-gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, danach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 	 Kenngung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwic AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 		Reinigung
 Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni-gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, danach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, danach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 	 Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jawil Keiniging in Orlusenanbad, Reiniging Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwice AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Hetallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 	5	Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in
Mesa-Lithographie 6 Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s 7 Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni-gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 10 Metallisierung für n-GaN 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, danach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s	 Action and isopropand out 100°C, jeweins 5 min Mesa-Lithographie Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwice AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 	5	A ceton und Isopropanol bei $100 ^{\circ}\text{C}$ ieweils 5 min
 Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwickeln AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Átzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni-gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, danach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 	 6 Belacken AZ4533, Hotplate 90 °C für 15 min, Belichten 60 s, Entwick AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen 7 Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 10 Metallisierung für n-GaN 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN 15 Metallisierung für p-GaN 16 Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 17 Metallisierung für p-GaN 18 Legieren des p-Kontakts 19 Lift-off 10 Lift-off 10 Retallisierung für p-GaN 11 Metallisierung für p-GaN 12 Legieren des p-Kontakts 		Mesa-Lithographie
 AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Ätzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni- gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 	 AZ400K (1:4) für 45 s CAIBE-Àtzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigun Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 	6	Belacken A74533. Hotplate 90 °C für 15 min. Belichten 60 s. Entwickeln
 CAIBE-Àtzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni- gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s 	 CAIBE-Átzen Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 	-	AZ400K (1:4) für 45 s
 Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni- gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 	 Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0°C, Beschle gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung Methylpyrolidon bei 100°C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100°C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90°C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 		CAIBE-Ätzen
gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 10 Ti (5 nm), A1 (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, danach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN 14 Metallisierung für p-GaN 14 Metallisierung für p-GaN 14 Ni (20 nm) / Au (100 nm)	gungsspannung 600 eV, Gitterspannung 40 V, Strahlstrom 15 mA Reinigung 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigun Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 10 Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 14 Ni (20 nm) / Au (100 nm) Liff-off 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 14 Ni (20 nm) / Au (100 nm) Liff-off 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 16 Legieren des p-Kontakts	7	Flüsse Argon: 6 sccm, Chlor: 4 sccm, Probentilt: 105°, T=0 °C, Beschleuni-
Reinigung 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 10 Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, danach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN 14 Ni (20 nm) / Au (100 nm)	Reinigung 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 10 Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 14 Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 15 Methallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min		gungsspannung 600 eV. Gitterspannung 40 V. Strahlstrom 15 mA
 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s 10 Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s 14 Netallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 	 8 Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigur Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 10 Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 		Reinigung
Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s 10 Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm)	 Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min n-Kontakt-Lithographie 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 10 Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), A1 (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 	8	Methylpyrolidon bei 100 °C, dann Reinigung im Ultraschallbad, Reinigung in
 n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 	 n-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Legieren des p-Kontakt 		Aceton und Isopropanol bei 100 °C, jeweils 5 min
 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 10 Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da-nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 	 9 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 10 Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 		n-Kontakt-Lithographie
 D332S, 65 s Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 	D332S, 65 s 10 Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min	9	Belacken ma-N440, Hotplate 90 $^{\circ}$ C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-
10 Metainsierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm)	 Metallisierung für n-GaN Ti (5 nm), Al (120 nm), Ni (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 		D332S, 65 s
 11 (5 nm), AI (120 nm), NI (20 nm), Au (80 nm) Lift-off 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 	 III (5 nm), AI (120 nm), NI (20 nm), Au (80 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 	10	$T_{1}^{*} (5 \dots) A_{1}^{*} (120 \dots) X_{1}^{*} (20 \dots) A_{1}^{*} (20 \dots)$
 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI, da- nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 	 11 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 	-	11 (5 nm), AI (120 nm), NI (20 nm), AU (80 nm)
 Interfujipyfoldon (nens), receton (nens), risopropanor (nens), sparen nint D1, darnach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 	 11 Intentifypfoldon (nens), Account (nens), Account (nens), Sparen net Dinach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 12 Legieren des p-Kontakts Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 	11	Methylpyrolidon (heiß) Aceton (heiß) Isopropanol (heiß) Spülen mit DI da-
12 Legieren des p-Kontakts 12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min 13 p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off	12 Legieren des p-Kontakts 12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 15 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 16 Legieren des p-Kontakts	11	nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min
12 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma- D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off	 Rapid Thermal Annealer bei 600 °C für 2 min p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts 	12	Legieren des p-Kontakts
p-Kontakt-Lithographie 13 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN 14 Ni (20 nm) / Au (100 nm)	 p-Kontakt-Lithographie Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts 		Rapid Thermal Annealer bei $600 ^{\circ}\mathrm{C}$ für 2 min
 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) 	 Belacken ma-N440, Hotplate 90 °C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln D332S, 65 s Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts 	13	p-Kontakt-Lithographie
D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off	D332S, 65 s 14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min 16 Legieren des p-Kontakts		Belacken ma-N440, Hotplate 90 $^{\circ}$ C für 5 min, Belichten 36 s, Entwickeln ma-
14 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm)	 Metallisierung für p-GaN Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts 		D332S, 65 s
Ni (20 nm) / Au (100 nm)	 Ni (20 nm) / Au (100 nm) Lift-off 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts 	14	Metallisierung für p-GaN
	 15 Methylpyrolidon (heiß), Aceton (heiß), Isopropanol (heiß), Spülen mit DI nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts 		Ni (20 nm) / Au (100 nm)
15 Mathematical (heil) Asster (heil) Lennengenel (heil) Speilen wit DL de	 15 Metnylpyrolidon (nelb), Aceton (nelb), Isopropanol (nelb), Spulen mit Di nach Trocknen auf Hotplate 120 °C für 5 min Legieren des p-Kontakts 	15	LIII-011 Methodromolidan (heil) Aceter (heil) Isanaranal (heil) Socialan acit DI da
15 Internyipyrolidon (neiß), Aceton (neiß), Isopropanol (neiß), Spulen mit DI, da-	Legieren des p-Kontakts		wieuryipyrolidon (neiß), Aceton (neiß), Isopropanol (neiß), Spulen mit DI, da-
nach Trocknen auf Holplate 120 °C für 5 min	$ 1_{\mathcal{L}} $ Legerer us p-invitants		nach frocknen auf Holplate 120 °C fur 5 min
$16 \mid \mathbf{p} \mid 171 \mid \mathbf{p} \mid 1 \mid 1$	$\begin{bmatrix} 10 \\ Rapid Thermal Annealer bei 400 °C für 2 min$	16	Rapid Thermal Annealer bei 400 °C für 2 min

Literaturverzeichnis

- [1] W.C. Johnson, J.B. Parsons, and M.C. Crew, "Nitrogen Compounds of Gallium III. Gallic Nitride," *J. Chem. Phys.*, vol. 36, pp. 2651–2654, 1932.
- [2] H.G. Grimmeiss and H. Koelmanns, "Über Kantenemission und andere Emission von GaN," Z. Naturf., vol. 14a, pp. 264–271, 1960.
- [3] H.G. Grimmeiss, R. Groth, and J. Maak, "Lumineszenz- und Photoleitungseigenschaften von dotiertem GaN," Z. Naturf., vol. 15a, pp. 799–806, 1960.
- [4] H.P. Maruska and J.J. Tietjen, "The preparation and properties of vapor deposited single crytsalline GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 15, pp. 327–329, 1969.
- [5] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, and Y. Toyoda, "Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, pp. 353–355, 1986.
- [6] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, and I. Akasaki, "P-Type conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI)," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 28, pp. 2112–2114, 1989.
- [7] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahma, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto, and H. Kiyoku, "Optical gain and carrier lifetime of InGaN multi-quantum well structure laser diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 11, pp. 1568–1570, 1996.
- [8] S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh, "High power GaN P-N Junction Blue-Light-Emitting Diodes," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 30, pp. L1998–L2001, 1991.
- [9] M. Yamada, T. Mitanu, Y. Narukawa, S. Shioji, I. Niki, S. Sonobe, K. Deguchi, M. Sano, and T. Mukai, "InGaN-Based Near-Ultraviolet and Blue-Light-Emitting Diodes with High External Quantum Efficiency Using a Patterned Sapphire Substrate and a Mesh Electrode," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 41, no. 12, pp. 1431–1433, 2002.
- [10] A. Kim, W. Götz, D. Steigerwald, J. Wierer, N. Gardner, J. Sun, S. Stockman, P. Martin, M. Kramers, R. Kern, and F. Steranka, "Performance of high-power AlIn-GaN light emitting diodes," *phys. stat. sol.* (*a*), vol. 192, no. 2, pp. 261–268, 2002.

- [11] V. Yu, A.A. Klochikhin, V.V Emtsev, A.V. Sakharov, S.V. Ivanov, V.A. Vekshin, F. Bechstedt, J. Fürthmüller, J. Aderhold, J. Graul, A.V. Mudryi, H. Harima, A. Hashimoto, A. Yamamoto, J. Wu, H. Feick, and E.E. Haller, "Band gap of hexagonal InN and InGaN alloys," *Proc. SPIE*, vol. 5023, pp. 68–71, 2003.
- [12] W.-W. Lin and Y.-K. Kuo, "Band Structures and Bandgap Bowing Parameters of Wurtzit and Zincblende III-Nitrides," *Proc. SPIE*, vol. 4913, pp. 236–247, 2002.
- [13] S.X. Li, J. Wu, E. E. Haller, W. Walukiewicza, W. Shan, H. Lu, and W.J. Schaff, "Hydrostatic pressure dependence of the fundamental bandgap of InN and In-rich group III nitride alloys," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, no. 24, pp. 4963–4965, 2003.
- [14] Y.S. Park, SiC Materials and Devices, Semiconductors and Semimetals, Vol. 52. New York: Academic Press, 1998.
- [15] Y.M. Tairov and V.F. Tsvetkov, Progress in controlling the growth of polytypic crystals, Crystal Growth and Characterization of Polytpe Structures. Oxford: Pergamon Press, 1983.
- [16] R. Weingärtner, P. Wellmann, M. Bickermann, D. Hofmann, T.L. Straubinger, and A. Winnacker, "Determination of charge carrier concentration in n- and p-doped SiC based on optical absorption measurements," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, no. 1, pp. 70–72, 2002.
- [17] S. Nakamura, S. Pearton, and G. Fasol, *The Blue Laser Diode*. Heidelberg: Springer Verlag, 2000.
- [18] S. Akasaki and H. Amano, "Crystal growth of column III nitrides and their application to short wavelength light emitters," *J. Crystal Growth*, vol. 146, pp. 455–461, 1995.
- [19] Chritoph Kirchner, Metallorganische Gasphasenepitaxie für optoelektronische Bauelemente im Materialsystem AlGaInN. Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, Abteilung Optoelektronik, 2001.
- [20] J. Bai, T. Wang, and S. Sakai, "Study of the strain relaxation in InGaN/GaN mulitple quantum well structures," *J. Appl. Phys.*, vol. 90, pp. 1740–1744, 2001.
- [21] T. Takeuchi, S. Sota, M. Katsuragawa, M. Komori, H. Takeuchi, H. Amano, and I. Akasaki, "Quantum-Confined Stark Effect due to Piezoelectric Fields in GaInN Strained Quantum Wells," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. L382–L385, 1997.

- [22] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, and C.A. Burrus, "Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 53, pp. 2173–2176, 1984.
- [23] H. Kressel and J.K. Butler, *Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs*. New York: Academic Press.
- [24] K.J. Ebeling, Integrierte Optoelektronik. Heidelberg: Springer Verlag, 2. ed., 1992.
- [25] K.H. Huang, J.G. Yu, C.P. Kuo, R.M. Fletcher, T.D. Osentowski, L.J. Stinson, and M.G. Craford, "Twofold efficiency improvement in high performance AlGaInP light-emitting diodes in the 555–620 nm spectral region using a thick GaP window layer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, no. 9, pp. 1045–1047, 1992.
- [26] G.B. Stringfellow and M.G. Craford, *Semiconductors and Semimetals: High Brightness Light Emitting Diodes*. New York: Academic Press, 2000.
- [27] Veit Schwegler, *Herstellung und Charakterisierung von lichtemittierenden Dioden im AlGaInN-Materialsystem*. Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, Abteilung Optoelektronik, 2004.
- [28] I. Schnitzer, E. Yablonovitch, C. Caneau, T.J. Gmitter, and A. Scherer, "30 % external quantum efficiency from surface textured, thin-film light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, no. 16, pp. 2174–2176, 1993.
- [29] R. Windisch, P. Heremans, G. H. Döhler, and G. Borghs, "Light-emitting diodes with 36 % external quantum efficiency operating at 600 Mbit/s," in *European Conference on Optical Communication*, vol. II, Nizza, pp. 306–307, Sept. 1999.
- [30] R. Windisch, M. Kuijk, B. Dutta, A. Knobloch, P. Kiesel, G.H. Döhler, G. Borghs, and P. Heremans, "Non-resonant cavity light-emitting diodes," *Proc. SPIE*, vol. 3938, pp. 70–76, 2000.
- [31] R. Windisch, P. Heremans, A. Knobloch, P. Kiesel, G. H. Döhler, B. Dutta, and G. Borghs, "Light-emitting diodes with 31 % external quantum efficiency by outcoupling of lateral waveguide modes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 16, pp. 2256– 2258, 1999.
- [32] R. Windisch, P. L. Heremans, B. Dutta, S. Schoberth, J. Genoe, M. Kuijk, P. Kiesel, G. H. Döhler, and G. Borghs, "Systematic photoluminescence and electroluminescence study of high-efficiency surface-textured thin-film light-emitting structures," *Proc. SPIE*, vol. 3279, 1998.

- [33] R. Windisch, S. Meinlschmidt, C. Rooman, L. Zimmermann, B. Dutta, M. Kuijk,
 P. Kiesel, G. Döhler, G. Borghs, and P. Heremans, "Light extraction mechanisms in surfcae-textured light-emitting diodes," *Proc. SPIE*, vol. 4278, pp. 90–98, 2001.
- [34] C. Rooman, R. Windisch, M. D'Hondt, P. Modak, P. Mijlemans, B. Dutta, G. Borghs, R. Vounckx, M. Kuijk, and P. Heremans, "High efficiency 650 nm thin-film light-emitting diodes," *Proc. SPIE*, vol. 4278, pp. 36–40, 2001.
- [35] N. Tsutsui, I. Khmyrova, V. Ryzhii, and T. Ikegami, "Analysis of photon recycling in light emitting diodes with nonuniform injection," *J. Appl. Phys.*, vol. 88, pp. 3610–3617, 2000.
- [36] I. Schnitzer, E. Yablonovitch, C. Caneau, and T. J. Gmitter, "Ultrahigh spontaneous emission quantum efficiency, 99.7 % internally and 72 % externally, from AlGaAs/ GaAs/AlGaAs double heterostructures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 131–133, Jan. 1993.
- [37] M. Scherer, B. Neubert, S.S. Schad, W. Schmid, C. Karnutsch, W. Wegleiter, A. Plößl, and K. Streubel, "Efficient InAlGaP Light-Emitting Diodes using Radial Outcoupling Taper," *Proc. SPIE*, vol. 4641, pp. 31–41, 2002.
- [38] Wolfgang Schmid, Hocheffiziente Leuchtdioden mit lateralem Auskoppeltaper: Konzept, Herstellung und Eigenschaften. Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, Abteilung Optoelektronik, 2001.
- [39] W. Schmid, M. Scherer, C. Karnutsch, A. Plößl, W. Wegleiter, S.S. Schad, B. Neubert, and K. Streubel, "High efficiency, red and infrared light-emitting diodes using radial outcoupling taper," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 8, no. 2, pp. 256–263, 2002.
- [40] M. Koike, S. Yamasaki, Y. Tezen, S. Naga, S. Iwayama, A. Kojima, T. Uemura, A. Hirano, and H. Kato, "GaN-based MQW light emitting devices," *Proc. SPIE*, vol. 3938, pp. 24–29, 2000.
- [41] M. Koike, N. Shibata, H. Kato, and Y. Takahashi, "Development of High Efficiency GaN-Based Multiquantum-Well Light-Emitting Diodes and Their Applications," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 8, no. 2, pp. 271–277, 2002.
- [42] T. Mukai, "Recent Progress in Group-III Nitride Light-Emitting-Diodes," IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol. 8, no. 2, pp. 264–270, 2002.

- [43] D. Steigerwald, J. Bhat, D. Collins, R. Fletcher, M. Holcomb, M. Ludowise, P. Martin, and S. Rudaz, "Illumination With Solid State Lighting Technology," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 8, no. 2, pp. 310–320, 2002.
- [44] J. Baur, B. Hahn, M. Fehrer, D. Eisert, W. Stein, A. Plößl, F. Kühn, H. Zull, M. Winter, and V. Härle, "InGaN/GaN on SiC LEDs for High Flux and High Current Applications," *phys. stat. sol.* (*a*), vol. 194, no. 2, pp. 399–402, 2002.
- [45] U. Strauss, H.-J. Lugauer, A. Weimar, J. Baur, G. Bruederl, D. Eisert, F. Kühn, U. Zehnder, and V. Härle, "Progress of InGaN Light Emitting Diodes on SiC," *phys. stat. sol.* (c), vol. 0, no. 1, pp. 276–279, 2002.
- [46] S.S. Schad, M. Scherer, M. Seyboth, and V. Schwegler, "Extraction efficiency of GaN-Based LEDs," *phys. stat. sol.* (*a*), pp. 127–130, 2001.
- [47] G. Yu, G. Wang, H. Ishikawa, M. Umeno, T. Soga, T. Egawa, J. Watanabe, and T. Jimbo, "Optical properties of wurtzite structure GaN on sapphire around the fundamental absorption edge (0.78-4.77) eV by spectroscopic ellipsometry and the optical transmission method," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, no. 24, pp. 3209–3211, 1997.
- [48] A.R. Forouhi and I. Bloomer, "Optical properties of crystalline semiconductors and dielectrics," *Phys. Rev. B*, vol. 38, pp. 1865–1874, 1988.
- [49] T. Kawashima, H. Yoshikawa, S. Adachi, S. Fuke, and K. Ohtsuka, "Optical properties of hexagonal GaN," *J. Appl. Phys.*, vol. 82, no. 7, pp. 3528–3535.
- [50] G.Y. Zaho, H. Ishikawa, T. Egawa, T. Jimbo, and M. Umeno, "Optical Absorption and Photoluminescence Studies of n-type GaN," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, no. 2, pp. 993–995, 1999.
- [51] M.O. Manasreh, "Optical absorption near the band edge in gan grown by metalorganic chemical-vapor deposition," *Phys. Rev. B*, vol. 53, no. 24, pp. 16425–16428.
- [52] D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Höpler, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, "Optical constants of epitaxial AlGaN films and their temperature dependence," *J. Appl. Phys.*, vol. 82, no. 10, pp. 5090–5096, 1997.
- [53] J.I. Pankove, H.P. Maruska, and J.E. Barkeyheiser, "Optical Absorption of GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, no. 5, pp. 197–199, 1970.

- [54] Marcus Scherer, *Prozesstechnologie für GaN-basierende Leuchtdioden*. Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, Abteilung Optoelektronik, 2004.
- [55] R. Paul, *Elektronische Halbleiterbauelemente*. Stuttgart: Teubner Verlag, 3. ed., 1992.
- [56] A. Chitnis, A. Kumar, M. Shatalov, V. Adivarahan, A. Lunev, J.W. Yang, G. Simin, M.S. Khan, R. Gaska, and M. Shur, "High-quality p–n junctions with quarternary AlInGaN/InGaN quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 23, pp. 3800–3802, 2000.
- [57] H.C. Casey, J. Muth, S. Krishnankutty, and J.M. Zavada, "Dominance of tunneling current and band filling in InGaN/AlGaN double heterostructure blue light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 20, pp. 2867–2869, 1996.
- [58] P. Perlin, M. Osinski, P. Eliseev, V. Smagley, J. Mu, M. Banad, and P. Sartori, "Low-temperature study of current and electroluminescence in InGaN/AlGaN/GaN double-heterostructure blue light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 12, pp. 1680–1682, 1996.
- [59] Jürgen Off, *Epitaxie und optoelektronische Eigenschaften von GaN und verwandten Verbindungshalbleitern*. Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Stuttgart, 2001.
- [60] W.B. Jackson, N.M. Amer, A.C. Boccara, and D. Fournier, "Photothermal deflection spectroscopy and detection," *Appl. Optics*, vol. 20, pp. 1333–1344, 1981.
- [61] Korth Kristalle GmbH.
- [62] K.-H. Hellwege, Landoldt-Börnstein Neue Serie, Band 1:Dichten flüssiger Systeme, Teil a:Nichtwässrige und ternäre wässrige Systeme. Heidelberg: Springer Verlag, 1974.
- [63] H. Burchers, H. Hauser, and K.-H. Hellwege, *Landoldt-Börnstein, Band 4:Technik, Teil 4:Wärmetechnik.* Heidelberg: Springer Verlag, 1980.
- [64] J. Leitner, A. Strejc, D. Sedmidubsky, and K. Ruzicka, "High temperature enthalpy and heat capacity of gan," *Therm. Acta*, vol. 401, pp. 169–173, 2003.
- [65] H. Burchers, H. Hauser, and K.-H. Hellwege, Landoldt-Börnstein, Band 4:Technik, Teil 4a:Wärmetechnische Messverfahren, thermodynamische Eigenschaften homogener Stoffe. Heidelberg: Springer Verlag, 1967.

- [66] S.S. Schad, B. Neubert, M. Seyboth, F. Habel, C. Eichler, M. Scherer, P. Unger, W. Schmid, C. Karnutsch, and K.P. Streubel, "Absorption of guided modes in light emitting diodes," *Proc. SPIE*, vol. 4996, pp. 10–17, 2003.
- [67] S.S. Schad, B. Neubert, J. Brüning, C. Eichler, F. Habel, F. Scholz, P. Unger, and D. Hofstetter, "Absorption in InGaN-on-sapphire LED-strucutres: Comparison between Photocurrent Measurement Method (PMM) and Photothermal Deflection Spectroscopy (PDS)," *Proc. SPIE*, vol. 5366, pp. 109–117, 2004.
- [68] S.S. Schad, B. Neubert, C. Eichler, M. Scherer, F. Habel, M. Seyboth, D. Hofstetter, P. Unger, W. Schmid, C. Karnutsch, and K. Streubel, "Absorption and light scattering in InGaN-on-sapphire- and AlGaInP-based light-emitting diodes," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 10, pp. 2323–2333, 2004.
- [69] H.-G. Unger, *Elektromagnetische Theorie für die Hochfrequenztechnik*. Heidelberg: Hüthig Buch Verlag, 2. ed., 1989.
- [70] K.J. Ebeling and J. Mähnss, *Elektromagnetische Felder und Wellen*. Vorlesungsmanuskript: Abt. Optoelektronik, 1994.
- [71] H. Bensity, R. Stanley, and M. Mayer, "Method of source terms for dipole emission modification in modes of arbitrary planar structures," J. Opt. Soc. Am. A, vol. 15, no. 5, pp. 1192–1201, 1998.
- [72] S. Mason, "Feedback theory some properties of signal flow graphs," Proc. IRE, vol. 41, pp. 1144–1156, 1953.
- [73] S. Mason, "Feedback theory further properties of signal flow graphs," *Proc. IRE*, vol. 44, pp. 920–926, 1956.
- [74] B.E.A. Saleh and M.C. Teich, *Fundamentals of Optics*. New York: John Wiley and Sons, Inc., 1991.
- [75] A.C. Abare, M.P. Mack, M. Hansen, J.S. Speck, L.A. Coldren, S.P. DenBaars, G.A. Meyer, S.L. Lehew, and G.A. Cooper, "Measurement of gain current relations for InGaN multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 26, pp. 3887–3889, 1998.
- [76] H.P.D. Schenk, P. de Mierry, F. Ommes, and P. Gibart, "Spectroscopic Studies of InGaN Ternary Alloys," *phys. stat. sol.* (*a*), vol. 176, pp. 307–311, 1999.
- [77] K.P. O'Donnell, R.W. Martin, and P.G. Middeleton, "Origin of Luminescence from InGaN Diodes," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 237–240, 1999.

- [78] W. Shan, W. Walukiewicz, E.E. Haller, B.D. Little, J.J. Song, M.D. McCluskey, N.M. Johnson, Z.C. Feng, M. Schurmann, and R.A. Stall, "Optical properties of In_xGa_{1x}N alloys grown by metalorganic chemical vapor deposition," *J. Appl. Phys.*, vol. 84, p. 4452, 1998.
- [79] R. Swanepoel, "Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon," *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, vol. 16, pp. 1214–1222, 1983.
- [80] K.B. Nam, J. Li, M.L. Nakarmi, J.Y. Li, and H.X. Jiang, "Unique optical properties of AlGaN alloys and related ultraviolett emitters," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, pp. 5264–5266, 2004.
- [81] S. Logothethidis and J. Petalas, "Dielectric function and reflectivity of 3C-silicon carbide and the component perpendicular to the c axis of 6H-silicon carbide in the energy region 1.5-9.5 eV," J. Appl. Phys., vol. 80, no. 3, pp. 1768–1772, 1996.
- [82] H.-G. Unger, *Optische Nachrichtentechnik*. Heidelberg: Hüthig Buch Verlag, 2. ed., 1990.
- [83] I. N. Bronštejn, *Taschenbuch der Mathematik*. Frankfurt: Harri Deutsch Verlag, 2. ed., 1995.

Vorträge

- S.S. Schad, M. Seyboth, C. Kirchner, M. Kamp, I. Daumiller, M. Neuburger, and E. Kohn, "InGaN û a material for electronic devices?!," Cagliari, Sardinien, WOCS-DICE, 2001.
- [2] S.S. Schad, B. Neubert, M. Seyboth, F. Habel, C. Eichler, M. Scherer, P. Unger, W. Schmid, C. Karnutsch, and K.P. Streubel, "Absorption of guided modes in light emitting diodes," San Jose, USA, Photonics West, 2003.
- [3] S.S. Schad, B. Neubert, J. Brüning, C. Eichler, F. Habel, F. Scholz, P. Unger, and D. Hofstetter, "Absorption in InGaN-on-sapphire LED-structures: Comparison between Photocurrent Measurement Method (PMM) and Photothermal Deflection Spectroscopy (PDS)," San Jose, USA, Photonics West, 2003.

Vorveröffentlichungen

- [1] V. Schwegler, S.S. Schad, C. Kirchner, M. Seyboth, M. Kamp, K.J. Ebeling, V.E. Kudryashov, A.N. Turkin, A.E. Yunovich, U. Stempfle, A. Link, W. Limmer, and R. Sauer, "Ohmic heating of LEDs during operation: determination of the junction temperature and its influence on device performance," *phys. stat. sol. (a)*, vol. 176, pp. 783–786, 1999.
- [2] V. Schwegler, M. Seyboth, S.S. Schad, M. Scherer, C. Kirchner, M. Kamp, U. Stempfle, W. Limmer, and R. Sauer, "Temperature distribution in InGaN-MQW LEDs under operation," *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*, vol. 5S1, 2000.
- [3] V. Schwegler, S.S. Schad, M. Scherer, M. Kamp, G. Ulu, M. Emsley, M.S. Ünlü, A. Lell, S. Bader, B. Hahn, H.J. Lugauer, F. Kühn, A. Weimar, and V. Härle, "Mirror Reflectivity Influence on the L-I Characterisitics of Cleaved GaN/SiC Lasers," *J. Crystal Growth*, vol. 230, pp. 3–4, 2001.
- [4] S.S. Schad, M. Scherer, M. Seyboth, and V. Schwegler, "Extraction efficiency of GaN-Based LEDs," *phys. stat. sol.* (*a*), vol. 188, pp. 127–130, 2001.
- [5] W. Schmid, M. Scherer, C. Karnutsch, A. Plößl, W. Wegleiter, S.S. Schad, B. Neubert, and K. Streubel, "High efficiency red and infrared light-emitting diodes using radial outcoupling taper," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 8, no. 2, pp. 256–263, 2002.
- [6] M. Scherer, B. Neubert, S.S. Schad, W. Schmid, C. Karnutsch, W. Wegleiter, A. Plößl, and K. Streubel, "Efficient InAlGaP Light-Emitting Diodes using Radial Outcoupling Taper," *Proc. SPIE*, vol. 4641, pp. 31–41, 2002.
- [7] M. Seyboth, S.S. Schad, M. Scherer, F. Habel, C. Eichler, M. Kamp, and V. Schwegler, "Substrates for Wide Bandgap Nitrides," *J. Mater. Sci: Mater. in Electr.*, vol. 13, pp. 659–664, 2002.
- [8] C. Eichler, S.S. Schad, M. Seyboth, F. Habel, M. Scherer, S. Miller, A. Weimar, V. Härle, and D. Hofstetter, "Time resolved study of laser diode characteristics during pulsed operation," *phys. stat. sol.* (*c*), vol. 0, pp. 2283–2286, 2002.

- [9] D. Hofstetter, S.S. Schad, H. Wu, W.J. Schaff, and L.F. Eastman, "AlN/GaN based quantum-well infrared photodetector for 1.55 μm," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, pp. 572–574, 2003.
- [10] S.S. Schad, B. Neubert, M. Seyboth, F. Habel, C. Eichler, M. Scherer, P. Unger, W. Schmid, C. Karnutsch, and K.P. Streubel, "Absorption of guided modes in light emitting diodes," *Proc. SPIE*, vol. 4996, pp. 10–17, 2003.
- [11] S.S. Schad, B. Neubert, J. Brüning, C. Eichler, F. Habel, F. Scholz, P. Unger, and D. Hofstetter, "Absorption in InGaN-on-sapphire LED-strucutres: Comparison between Photocurrent Measurement Method (PMM) and Photothermal Deflection Spectroscopy (PDS)," *Proc. SPIE*, vol. 5366, pp. 109–117, 2004.
- [12] S.S. Schad, B. Neubert, C. Eichler, M. Scherer, F. Habel, M. Seyboth, D. Hofstetter, P. Unger, W. Schmid, C. Karnutsch, and K. Streubel, "Absorption and light scattering in InGaN-on-sapphire- and AlGaInP-based light-emitting diodes," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 10, pp. 2323–2333, 2004.

Formelverzeichnis

α	Absorptionskoeffizient (S. 19).
α	Absorptionskoeffizient (Parameter) (S 19)
a	Breite des Wellenleiters (S. 56).
α	Absorptionskoeffizient der schwach absorbierenden Schicht (S. 65).
α_2	Absorptionskoeffizient der stark absorbierenden Schicht (S. 65).
A_{α}	Äußere Zvlinderoberfläche
αd	Absorptionskoeffizient-Schichtdicke-Produkt (S. 45).
A_i	Innere Zylinderoberfläche.
$\alpha_{\mathrm{mod},i}$	Modaler Absorptionskoeffizient der Mode <i>i</i> (S. 60).
$\alpha_{\rm S}$	Absorptionskoeffizient des Substrats.
\vec{B}	Magnetische Induktion (S. 73).
$\overline{b_i}$	Modenanregungsfaktoren (S. 60).
C1	Konstante (S. 108).
C _m	Wärmekapazität des Mediums (S. 49).
d	Schichtdicke (S. 46).
$\delta^{(3)}$	Dirac-Funktion (S. 73).
\vec{D}	Dielektrische Verschiebung (S. 73).
d_1	Schichtdicke der schwach absorbierenden Schicht (S. 65).
d_2	Schichtdicke der stark absorbierenden Schicht (S. 65).
$D_{\rm eff}$	effektive Zustandsdichte (S. 18).
$\Delta E_y^{(+)}$	Dipolquellterm für E_y , positive Richtung (S. 78).
$\Delta E_y^{(-)}$	Dipolquellterm für E_y , negative Richtung (S. 78).
$\Delta H_y^{(+)}$	Dipolquellterm für H_y , positive Richtung (S. 79).
$\Delta H_y^{(-)}$	Dipolquellterm für H_y , negative Richtung (S. 79).
$d_{ m S}$	Dicke des Substrats.
ε	relative Dielektrizitätskonstante des Materials (S. 11).
ε_0	Vakuum-Dielektrizitätskonstante (S. 11).
ΔE	Bandoffset (S. 16).
$ec{E}$	elektrisches Feld (S. 69).
E_0	Energieparameter (S. 19).
$E_{\rm c}$	Leitungsbandenergie (S. 18).
$\eta_{ m c,Kegel}$	Anteil des Lichts, der im Auskoppelkegel liegt (S. 21).
E_{F}	Fermi-Energie (S. 19).
$E_{\rm f.n}^{\rm act}$	Quasi-Ferminiveau (Majoritäten, n-Halbleiter) (S. 16).
$E_{\rm f.p}^{\rm act}$	Quasi-Ferminiveau (Minoriäten,n-Halbleiter) (S. 16).
$E_{\rm f.P}^{\rm conf}$	Ferminiveau in der Confinement-Schicht (S. 16).
$E_g^{,,}$	Bandabstand (S. 15).

$E_{g,0}^{*}$	effektive Übergangsenergie ohne Anregung (S. 11).
$E_{g,1}^{*}$	effektive Übergangsenergie mit Anregung (S. 11).
$E_{\rm gap}^{\rm act}$	Bandlückenenergie, aktive Zone (S. 16).
$E_{\rm gap}^{\rm conf}$	Bandlückenenergie, Confinement-Schicht (S. 16).
$\vec{e_{\phi}}$	Einheitsvektor in Polarrichtung (S. 69).
E_{ϕ}	Polarkomponente des elektrischen Felds (S. 69).
$\vec{\mathbf{e}}_r$	Einheitsvektor in radiale Richtung (S. 75).
$\vec{e_{ heta}}$	Einheitsvektor in Azimutalrichtung (S. 73).
$\eta_{ m c}$	Auskoppeleffizienz (S. 16).
$\eta_{ m eq}$	Externe Quanteneffizienz (S. 16).
$\eta_{ m iq}$	Interne Quanteneffizienz (S. 16).
$\eta_{ m j}$	Injektionswirkungsgrad (S. 16).
$\eta_{ m wp}$	Konversionseffizienz (wall-plug-efficiency) (S. 15).
E_z	z-Komponente des elektrischen Felds (S. 11).
$\vec{e_z}$	Einheitsvektor in z-Richtung (S. 70).
F	Finesse (S. 82).
G	Konstante (S. 36).
Γ	Füllfaktor (S. 63).
Γ_1	Füllfaktor (ohne Absorption) (S. 63).
Γ_2	Füllfaktor (Absorption) (S. 63).
γ	Grenzflächenwinkel (S. 23).
h_{\downarrow}	Höhe des Wellenleiters (S. 56).
\vec{H}	magnetisches Feld (S. 70).
$\left \hat{H'}_{cv}\right ^2$	Betragsquadrat des Matrixübergangselements zwischen Leitungs- und
	Valenzband (S. 18).
$\hbar\omega$	Photonenengie (S. 18).
H_z	z-Komponente des magnetischen Felds (S. 70).
Ι	Strom (S. 15).
Ι	Intensität (S. 49).
I_0	Diodensperrstrom (S. 39).
$I_{\rm B}$	Vom Dipol abgegebene Leistung in negative z-Richtung (S. 81).
$I_{\rm D}$	Photostrom durch Detektor (S. 36).
I_{T}	Vom Dipol abgegebene Leistung in positive z-Richtung (S. 81).
$j_{0,\mathrm{c}}$	Stromdichte am Kontakt (S. 25).
$j_{ m L}$	Leckstromdichte (leakage current) (S. 16).
ĺР	Polarisationsstrom (S. 74).
$ec{j}_{\mathrm{w}}$	Wärmestrom (S. 50).
j(x)	Stromdichte in Umgebung des Kontakts (S. 25).
κ_{\pm}	Extinktionskoeffizient (S. II).
$S_{\mathrm{D}}^{\mathrm{T}}$	Streumatrix des oberen, epitaxieseitigen Schichtstapels.
$S^{\scriptscriptstyle \mathrm{B}}$	Streumatrix des unteren, substratseitigen Schichtstapels.
k_0	Wellenzahlvektor (S. 69).
K_3	Konstante (S. 60).
K_j	Kopplungskonstanten ($j = 1, 2$) (S. 36).

$k_{ m m}$	Wärmeleitfähigkeit des Mediums (S. 49).
$k_{ ho}$	Radialkomponente des Ausbreitungsvektors (S. 69).
$\dot{k_z}$	z-Komponente des Ausbreitungsvektors (S. 69).
l	Wellenleiterlänge (S. 36).
λ	Wellenlänge (S. 69).
$L_{\rm a}$	Wegstrecke des Pumpstrahls durch den Anregungsstrahl (S. 51).
$l_{\rm c}$	Richtungskosinus (S. 57).
$l_{\rm c.s}$	Richtungskosinus, gestreuter Strahl (S. 58).
$l_{\rm c.us}$	Richtungskosinus (ohne Streuung) (S. 58).
$l_{\rm eff}$	Effektiv zurückgelegte Wegstrecke eines Lichtstrahls (S. 55).
$\tilde{L}_{e}^{\tilde{P}}$	Diffusionslänge (S. 16).
$\Delta \lambda_{ m FP}$	Modenabstand des Fabry-Pérot-Resonators (S. 91).
l_{S}	Stromaufweitungslänge (S. 25).
$\tilde{L}_{\rm s.a}$	Abschirmlänge (S. 19).
μ_0	Vakuum-Permeabilität (S. 73).
$m_{\rm c}$	Richtungskosinus (S. 57).
$m_{\rm c.s}$	Richtungskosinus, gestreuter Strahl (S. 58).
$m_{\rm c.us}$	Richtungskosinus (ohne Streuung) (S. 58).
$m_{\rm e}$	Elektronenmasse (S. 18).
$m_{e}^{\rm P}$	Elektronenmasse in Confinement-Schicht (S. 16).
$m_{ m h}^{\circ}$	Lochmasse (S. 18).
$m_{ m r}$	Reduzierte Masse (S. 18).
μ	Beweglichkeit (S. 25).
$\mu_{\rm e}^{\rm P}$	Minoritätsträgerbeweglichkeit der Ladungsträger in Confinement-Schicht
	(S. 16).
μ_x	Anzahl der Reflexionen x -Richtung (S. 56).
μ_z	Anzahl der Reflexionen z-Richtung (S. 56).
n^{\sim}	Brechungsindex des Halbleiters (S. 18).
N	Photonendichte (S. 18).
$\partial n/\partial T$	Temperaturkoeffizient des Brechungsindex (S. 47).
ν	Frequenz (S. 82).
\overline{n}	Realanteil des Brechungsindex (S. II).
N_{A}	Akzeptorkonzentration (S. 18).
N_{D}	Donatorkonzentration (S. 19).
$n_{ m eff}$	effektiver Index (S. 63).
$ u_{ m F}$	Resonanzfrequenz (S. 82).
$\Delta \nu$	Modenabstand (S. 83).
$n_{ m GaN}$	Brechungsindex GaN.
$n_{ m HL}$	Brechungsindex des Halbleiters (S. 20).
$n_{ m id}$	Diodenidealitätsfaktor (S. 25).
$n_{ m norm}$	Wirksamer Brechnungsindex in Normalenrichtung (S. III).
$n_{ m S}$	Brechungsindex des Substrats.
$n_{ m U}$	Brechungsindex umgebendes Medium (S. 20).
ω	Kreisfrequenz (S. 16).

p	Löcherladungsträgerdichte (S. 18).
p_{\perp}	Leistungsparameter (S. 65).
$\vec{\Pi}$	herzscher Vektor (S. 72).
p_0	Dipolmoment (S. 72).
$\Delta \phi_{ m d}$	Deflektionswinkel (S. 51).
$P_{ m E}$	Optische Leistung des Emitters (S. 36).
$P_{ m el}$	elektrische Leistung (S. 15).
$P_{ m h}$	Horizontaler Leistungsanteil des Dipols (S. 98).
$P_{\rm v}$	Vertikaler Leistungsanteil des Dipols (S. 98).
P_m	In Mode eingekoppelte Leistung (S. 81).
P_{opt}	optische Ausgangsleistung (S. 15).
p(V)	Potenzialfluktuationsfunktion (S. 18).
P_z	z-Komponente des Polaristaionsvektors (S. 11).
$P_{z, piezo}$	durch Piezoeffekt induzierte Polarisation (S. 11).
$P_{z,\text{spon}}$	spontane Polarisation (S. 11).
ρ	Radiale Achse in Zylinderkoordinaten (S. 69).
r	Radius (S. 72).
R	Intensitäts-Reflexionskoeffizient (S. 92).
$ ho_1$	Innenradius.
ρ_2	Außenradius.
$r_{ m act}$	Radius der aktiven Zone (S. 27).
$r_{ m dev}$	Radius des Bauelements (S. 27).
$r_{ m eff}$	Effektiver Reflexionsfaktor (S. 56).
$ ho_{ m m}$	Dichte des Mediums (S. 49).
R_P	Parallelwiderstand (S. 40).
R_S	Serienwiderstand (S. 39).
r_{TE}	Reflexionsfaktor für TE-polarisiertes Licht (S. IV).
r_x	Reflexionsfaktor Interface, x-Richtung (S. 56).
$r_{z,1}$	Reflexionsfaktor Interface 1,z-Richtung (S. 56).
$r_{z,2}$	Reflexionsfaktor Interface 2,z-Richtung (S. 56).
$ec{S}$	Poynting-Vektor (S. 70).
σ	Leitfähigkeit (S. 25).
$\sigma_{ m G}$	Standardabweichung (S. 58).
$S_{ m PDS}$	PDS-Signal (S. 92).
T	Temperatur (S. 16).
$ au$ _	Flankenwinkel strukturiertes Substrat (S. 27).
$T_0^{ m F}$	Ansatz für die Temperaturverteilung im Epitaxiefilm (S. 50).
$T_0^{ m L}$	Ansatz für die Temperaturverteilung im Detektionsmedium (S. 50).
$T_0^{ m S}$	Ansatz für die Temperaturverteilung im Substrat (S. 50).
$ au_{ m nr}$	Ladungsträgerlebensdauer für nichtstrahlende Übergänge (S. 16).
$ au_{ m r}$	Ladungsträgerlebensdauer für strahlende Übergänge (S. 16).
$ heta_{ m c}$	Grenzwinkel der Totalreflexion (S. 20).
$ heta_m$	Akzeptanzwinkel der Mode (S. 81).
T_{TE}	Intensitäts-Transmissionfaktor für TE-polarisiertes Licht (S. 21).

t_{TE}	Transmissionfaktor für TE-polarisiertes Licht (S. IV).
$T_{\rm TM}$	Intensitäts-Transmissionfaktor für TM-polarisiertes Licht (S. 21).
U	Spannung (S. 15).
U_0	Parameter zur Modellierung der IU-Kennlinie (S. 40).
$U_{\rm F}$	Flussspannung der Diode (S. 39).
$U_{\rm g}$	Minimale Flussspannung (S. 15).
V	Potenzial (S. 18).
$V_{0,s}$	Substratpotenzial (S. 25).
$V_{\rm rms}$	Standardabweichung Potenzial (S. 18).
w_0	Wärmequellterm (S. 49).
	-

Physikalische Konstanten

h	Plancksches Wirkungsquantum: $h = 6.626076 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$.
$k_{\rm B}$	Boltzmannkonstante: $k_{\rm B} = 1.38066 \cdot 10^{-23} { m J/K}$.
С	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit: $c = 299792458 \mathrm{m/s}$.
q	Elementarladung: $q = 1.6021773 \cdot 10^{-19} \mathrm{C}$.
\overline{Z}_0	Vakuum-Wellenwiderstand: $Z_0 = 120\pi \ \Omega$.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

01.10.1974	geboren	in	Friedrichshafen	am	Bodensee
	0				

Ausbildung:

09.1981-07.1985	Grundschule Markdorf
09.1985-07.1991	Bildungszentrum Markdorf
09.1991-06.1994	Technisches Gymnasium Friedrichshafen
10.1995-06.2000	Studium Elektrotechnik an der Universität Ulm 09.1997: Vordiplom 07.2000: Diplom

Beruflicher Werdegang:

08.2000-06.2004	Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Abteilung Optoelektronik der Universität Ulm.
seit 07.2004	Referent des Geschäftsführers TRUMPF Laser GmbH & Co. KG, Schramberg