

Michael Furitsch

**Untersuchung von
Degradationsmechanismen an
(Al/In)GaN-basierenden Laserdioden**

Cuvillier Verlag Göttingen



**Untersuchung von Degradationsmechanismen an
(Al/In)GaN-basierenden Laserdioden**

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades eines

**DOKTOR-INGENIEURS
(DR.-ING.)**

der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
und Informatik der Universität Ulm

von

**Dipl.-Ing. Michael Furitsch
aus Tettnang**

- | | |
|----------------------|----------------------|
| 1. Gutachter: | Prof. Dr. F. Scholz |
| 2. Gutachter: | Prof. Dr. J. Wagner |
| Amtierender Dekan: | Prof. Dr. H. Partsch |
| Datum der Promotion: | 24.07.2007 |

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

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

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2007

Zugl.: Ulm, Univ., Diss., 2007

978-3-86727-348-0

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2007

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, 2007

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86727-348-0

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen von GaN-basierenden Laserdioden	3
2.1	Das Materialsystem der Gruppe III-Nitride	3
2.2	Substrat	6
2.3	Defektreduktion	8
2.4	InGaN-Quantenfilm	12
2.5	Vertikaler Schichtaufbau	15
2.6	Laterale Strukturierung	18
2.7	Montage der Laserdioden	21
3	Modellierung von GaN-basierenden Laserdioden	23
3.1	Der verlustbehaftete pn-Übergang	23
3.2	Kantenemittierende Halbleiterlaser	32
4	Messplätze und -Methoden	39
4.1	Analyse der Materialeigenschaften	39
4.2	Messungen der Laser im Barrenverbund	41
4.3	Messungen an montierten Bauelementen	42
4.4	Thermischer Widerstand	43
5	Methoden und Experimente zur Degradationsanalyse	49
5.1	Alterung von Laserdioden im Barrenverbund	49
5.2	Alterung von montierten Laserdioden	54
5.3	Teststruktur Leuchtender Ridge	57
5.4	Uf-Teststruktur	58

6	Kontinuierliche Alterung	68
6.1	Nichtstrahlende Rekombinationszentren	68
6.2	Qualität der aktiven Zone	71
6.3	Defektdichte	76
7	Korrelierte Spannungs- und Lichtalterung	84
7.1	Alterungs-Phänomen	84
7.2	Abschätzungen zur Höhe des U_f -Anstiegs	85
7.3	Wahl einer geeigneten Teststruktur	87
7.4	Einfluss der Temperatur auf die U_f -Alterung	88
7.5	Hypothesen p-Kontakt-Alterung	91
7.6	Experimentelle Analyse der p-Kontakt-Alterung	92
7.7	Modell der korrelierten Spannungs- und Lichtalterung	96
8	Untersuchung spontaner Ereignisse im Alterungsverlauf	98
8.1	Elektrischer Defekt der Laserdioden	98
8.2	Einfluss optischer Moden und Kinks auf den Alterungsverlauf	113
8.3	Ausfall der Laser bei hoher Ausgangsleistung	127
9	Zusammenfassung	133
A	Parameter für Banddiagramm	136
B	Abkürzungen und Formelzeichen	137
	Vorveröffentlichungen	141
	Literaturverzeichnis	143

Kapitel 1

Einleitung

Laser (**l**ight **a**mplification by **s**timulated **e**mission of **r**adiation) sind schon seit langem wichtige Instrumente in der modernen Spektroskopie, in der Medizintechnik und in der Forschung. Die stärkste kommerzielle Verbreitung hat heute der Halbleiterlaser, der aufgrund seiner geringen Größe, seinem hohen Wirkungsgrad und den geringen Herstellungskosten vor allem im Bereich der Datenspeicherung und in der Kommunikation eingesetzt wird.

Vor allem der III-V-Halbleiterlaser aus Ga(Al)As mit einer Wellenlänge von 780 nm ist durch seinen Einsatz in der optischen Datenspeicherung (CD, compact disc) ein wichtiges und weit verbreitetes Produkt. Das steigende Datenaufkommen forcierte die Entwicklung von Laserdioden mit kürzerer Wellenlänge, da durch die bessere Fokussierbarkeit kurzwelligerer Laser die Speicherkapazität erhöht werden kann. So wird für die DVD (**d**igital **v**ersatile **d**isc) ein roter Halbleiterlaser aus dem InGaAlP-System bei 650 nm verwendet, was die Speicherkapazität von 700 MByte auf 4,2 GByte erhöht.

Für die nächste Generation der optischen Datenspeicherung, bei der auf einen Datenträger ein Spielfilm in HDTV Qualität (**h**igh **d**efinition **t**ele**v**ision) passen soll, wurde 2002 eine Wellenlänge von 405 nm spezifiziert. Mit dieser Wellenlänge sind mindestens zwei konkurrierende Formate geplant: die HD DVD [1] und die Blu-ray Disc [2, 3], was einen großen Markt für die blau-violetten Laserdioden eröffnet. In der Ausführung mit 2 Speicherlagen wird so eine Speicherkapazität von 30 GByte bzw. 50 GByte erreicht.

Um ein Produkt in diesem Marktsegment platzieren zu können ist es notwendig, die geforderten Spezifikationen an Wellenlänge, Ausgangsleistung, Strahlqualität, Energieverbrauch sowie der Lebensdauer zu erfüllen. Insbesondere die Langzeitstabilität ist ein kritischer Punkt, zu dem noch nicht alle Einflussgrößen hinreichend verstanden sind.

Die ersten blau emittierenden Leucht- und Laserdioden wurden mit II-VI-Halbleitern realisiert. Trotz aufwändiger Untersuchungen und Optimierungen erreichten die auf ZnSe- und CdSe-basierenden Bauteile nur sehr geringe Lebensdauern [4, 5]. Als S. Nakamura im Jahre 1994 die Herstellung einer hellen, blau leuchtenden LED mit einer InGaN/AlGaN-Doppel-Heterostruktur gelang [6], konzentrierten sich die Forschungen weltweit auf das Gruppe-III-Nitride-System.

Ein weiteres Anwendungsgebiet für Halbleiterlaser ist die Laserprojektion bzw. Laser-TV. Die blaue Laserquelle im Wellenlängenbereich von 440 nm bis 470 nm kann auf der Basis

des Nitrid-Materialsystems hergestellt werden [7]. Durch die Verschiebung hin zu größeren Wellenlängen verschärft sich das Problem der Langzeitstabilität aufgrund des höheren Indium-Anteils in den Quantenfilmen weiter [8, 9].

Für die Anwendung der blau-violetten Laserdioden in der optischen Datenspeicherung existieren bereits Produkte [7], wobei nur bedingt bekannt ist, wie die guten Laserdaten und Lebensdauern erreicht werden. In der vorliegenden Arbeit werden daher detaillierte Analysen verschiedener Ausfall- und Degradationsmechanismen von (Al/In)GaN-basierenden Laserdioden vorgestellt.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

In Kapitel 2 werden einige Besonderheiten des Materialsystems (Al/In)GaN erläutert, wobei auch auf die Wahl eines geeigneten Substrats eingegangen wird. Zum besseren Verständnis folgt eine Beschreibung von Aufbau und Herstellung der untersuchten Laserdioden.

In Kapitel 3 wird ein elektrisches Ersatzschaltbild eines pn-Übergangs mit parasitären Elementen entwickelt, das erfolgreich zur Modellierung realer Laserdioden eingesetzt wird. Anhand klassischer Halbleiterlaser-Gleichungen werden einige physikalische Größen der untersuchten Laserdioden bestimmt.

Die Messplätze zur Charakterisierung der Laserdioden werden in Kapitel 4 vorgestellt. Da die Bauteiltemperatur einen großen Einfluss auf die Degradation der Laserdioden hat, werden hier auch Methoden zur Bestimmung des thermischen Widerstands diskutiert.

Mit Kapitel 5 beginnt der zentrale Teil der Arbeit, der sich mit der Lebensdauer der blau-violetten Laserdioden beschäftigt. Um frühzeitig die Alterungs-Stabilität eines Epitaxialaufbaus charakterisieren zu können, werden Methoden vorgestellt, wie schnell zu prozessierende Testlaser ohne aufwändige Montage auf ihr Degradationsverhalten hin untersucht werden. Für die eigentlichen Lebensdauertests von Laserdioden sind andere Messplätze notwendig, die mit Hilfe von Zwischenmessungen Informationen über den Zustand der Bauelemente während der Alterung geben. Dazu gehört auch die Untersuchung von elektrischen Kleinstromkennlinien, die Aufschluss über Degradations- und Ausfallmechanismen geben können. Des Weiteren werden zwei Teststrukturen vorgestellt, an denen bestimmte Alterungsmechanismen analysiert werden.

In Kapitel 6 werden verschiedene Einflüsse auf die Alterungsrate untersucht. Durch Optimierung des vertikalen Schichtaufbaus und durch Verbesserung der Kristallqualität in der aktiven Zone kann die Alterung der Laser deutlich verringert werden. Durch den Vergleich von Laserdioden auf SiC- und GaN-Substrat kann der Einfluss der Defektdichte auf die Alterung sowie die Wirkungsweise von Linienversetzungen erarbeitet werden. Ein Alterungs-Phänomen, bei dem ein Anstieg der Betriebsspannung mit einer Lichtalterung korreliert ist, wird in Kapitel 7 untersucht.

Kapitel 8 beschäftigt sich mit spontanen Ereignissen während des Betriebs der Laserdioden. Dazu gehört z.B. die Analyse spontaner Ausfälle durch elektrische Nebenschlüsse sowie die Vorstellung geeigneter Lösungsansätze. Des Weiteren werden Unstetigkeiten im Alterungsverlauf untersucht, die durch optische Modensprünge verursacht werden. Außerdem werden Ausfallmechanismen bei hohen optischen Ausgangsleistungen analysiert.

Kapitel 2

Grundlagen von GaN-basierenden Laserdioden

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Merkmale des Materialsystems Gallium-Nitrid vorgestellt. Dabei wird ein Schwerpunkt auf die Eigenschaften gelegt, die es von anderen III-V-Halbleitern unterscheidet (Abschnitte 2.1 und 2.4).

Abschnitt 2.2 beschäftigt sich mit der Wahl eines geeigneten Substrates für die Epitaxie. In Abschnitt 2.3 werden Maßnahmen zur Defektreduktion bei Verwendung eines Fremdsubstrates vorgestellt.

Es folgt eine Beschreibung des vertikalen Schichtaufbaus sowie der lateralen Strukturierung und der Montage einer (Al/In)GaN-basierenden Laserdiode (Abschnitte 2.5, 2.6 und 2.7).

2.1 Das Materialsystem der Gruppe III-Nitride

Die Herstellung von optischen Bauelementen im blauen und ultravioletten Spektralbereich ist mit den gut beherrschten III-V-Verbindungshalbleitern wie z.B. GaAs oder InP aufgrund ihrer kleinen Bandlücke nicht möglich. Erfolg versprochen die II-VI-Halbleiter Zink-Selenid mit Beimischungen von z.B. Cadmium, Schwefel oder Magnesium. Die Lebensdauern der Leuchtdioden (LED) und Laserdioden betrugen jedoch nur wenige 100 Stunden, da sich während des Betriebs neue Versetzungen bilden [10, 11] und das Quantenfilm-Material stark degradiert [4, 5]. Die Herstellung von LEDs aus Zinkoxid (ZnO) scheitert zur Zeit an der Realisierung einer p-Dotierung.

Wie aus Abbildung 2.1 ersichtlich ist, deckt das Materialsystem der Gruppe III-Nitride mit seinen binären, direkten Halbleitern InN, GaN und AlN den spektralen Bereich vom nahen Infrarot bis ins Ultraviolette ab. Am besten beherrscht man die Herstellung von GaN, das mit seiner Bandlücke von 3,44 eV [12] bei Raumtemperatur eine gute Ausgangsposition für kurzwellige optische Bauelemente bietet. Mit der Verwendung der ternären Halbleiterverbindungen $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ und $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ist die Herstellung von Heterostrukturen und

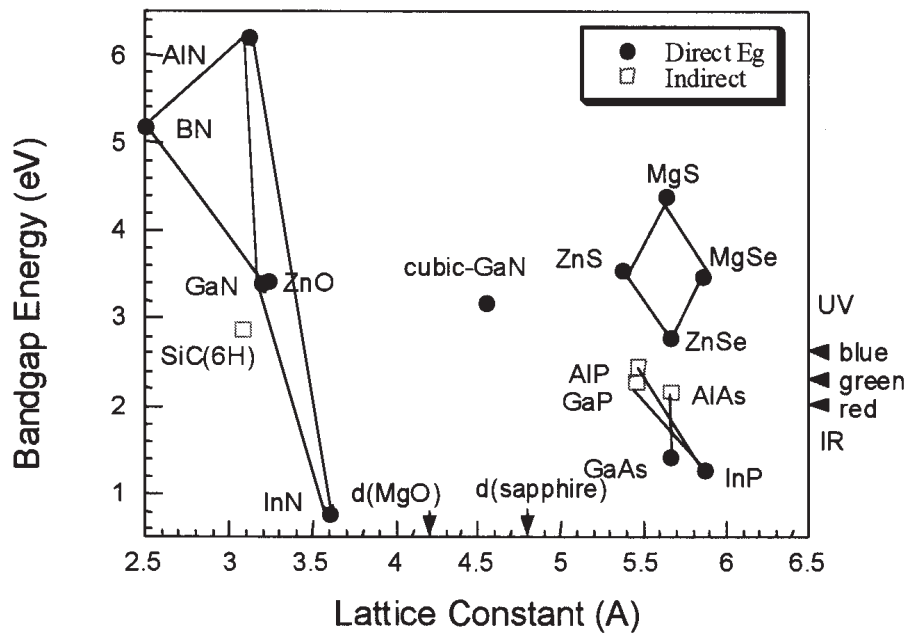


Abbildung 2.1: Bandabstand und Gitterkonstante verschiedener III-V und II-VI Verbindungs-halbleiter. Die Verbindungslinien geben den Bereich an, der mit den jeweiligen ternären Kompo-sitionen abgedeckt werden kann. Ebenfalls eingezeichnet sind die Gitterkonstanten von 6H-SiC und Saphir, die als Fremdsubstrate zum Einsatz kommen [15].

Quantenfilmen möglich. Die n-Dotierung wird durch Silizium hergestellt, die p-Dotierung durch Magnesium.

1994 gelang S. Nakamura die Herstellung einer hellen, blau leuchtenden LED mit einer InGaN/AlGaN- Doppel-Heterostruktur [6]. Spätestens seit S. Nakamura im Jahre 1995 die ersten LEDs mit einem InGaN-Quantenfilm mit Emissionswellenlängen von 405 nm und 450 nm demonstrierte [13], ist Gallium-Nitrid das Materialsystem der Wahl, um kurzwellige LEDs und Laserdioden herzustellen. Vorreiter blieb S. Nakamura, der 1996 die erste InGaN-basierende Laserdiode bei einer Wellenlänge von 417 nm vorstellte [14].

GaN besitzt, aufgrund der Eigenschaften des Stickstoff, andere kristallografische Charak-teristiken wie die der Gruppe III-Phosphide und -Arsenide. So führt der kleine Atomradius zu deutlich kleineren Gitterkonstanten und die hohe Elektronegativität zu eine kovalenten Bindung mit stark ionischem Charakter. Zusammen mit der hohen Bindungsenergie sorgt dies für die hohe thermische, elektrische und mechanische Stabilität der Nitride.

GaN kann, abhängig von der Wahl des Substrates und den Wachstumsbedingungen, in der kubischen Zinkblende-Struktur oder der hexagonalen Wurtzitstruktur vorliegen, die sich lediglich durch die Stapelfolge unterscheiden. Die stabilere und daher übliche Gitterkon-figuration für GaN ist die Wurtzitstruktur, die in dieser Arbeit ausschließlich untersucht wird. Eine Wurtzitkristallzelle und die zugehörige Stapelfolge der Wurtzit-Gitterstruktur ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

GaN zählt zu den direkten Halbleitern, da das absolute Leitungsbandminimum im Γ -Punkt

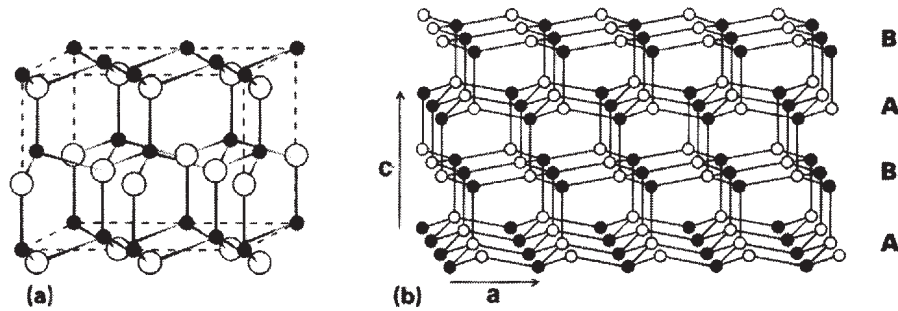


Abbildung 2.2: In dieser Arbeit wird ausschließlich GaN untersucht, das in der hexagonalen Wurtzit-Gitterstruktur ausgebildet ist. In (a) ist die Wurtzitkristallzelle, in (b) die Stapelfolge der Wurtzitstruktur abgebildet [16].

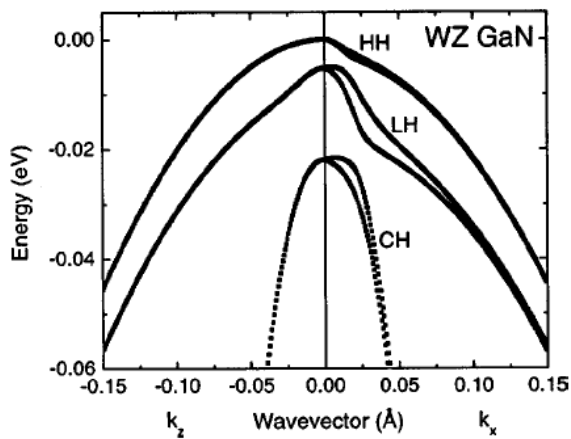


Abbildung 2.3: Von I. Vurgaftman berechnete, dreifach aufgespaltene Bandstruktur der Valenzbänder von GaN, das als Wurtzitkristall vorliegt [12].

liegt. Das Leitungsband weist um den Γ -Punkt ähnlich anderer III-V-Halbleiter einen parabolischen Verlauf auf. Aufgrund der reduzierten Symmetrie der hexagonalen Gitterstruktur sind die Valenzbänder nicht symmetrisch um den Γ -Punkt. Abbildung 2.3 zeigt die von I. Vurgaftman berechneten Valenzbänder [12].

Durch die stark asymmetrischen Bindungslängen von GaN im Wurtzitkristall (siehe Abbildung 2.2 (b)) fallen die Ladungsschwerpunkte der Atome nicht zusammen. Dadurch bildet sich eine spontane Polarisation aus, die ein elektrisches Feld erzeugt. Aufgrund dieses vorherrschenden Kristallfeldes und der Spin-Bahn-Kopplung ist das Valenzband dreifach aufgespalten. Es bildet sich ein Schwerloch- (heavy hole, HH), ein Leichtloch- (light hole, LH) und ein Kristallochband (crystal hole, CH).

Im kubische GaAs-System werden Quantenfilme oft verspannt eingebaut, um die Entartung des Valenzbandes im Γ -Punkt aufzuheben und so eine energetische Aufspaltung von Leichtloch- und Schwerlochband zu erreichen. Dies bewirkt eine Reduzierung der Zustandsdichte, was zu einer niedrigeren Laserschwelle führt. Im hexagonalen GaN ist das Valenzband auch im unverspannten Zustand dreifach aufgespalten, eine zusätzliche Verspannung der Quantenfilme hat also keinen signifikanten Einfluss auf die Bandstruktur. Der stark polare Charakter von GaN in Wurtzitstruktur führt an Heterogrenzflächen, beispielsweise

zu InGaN oder AlGaN, zur Ausbildung piezoelektrischer Felder, deren Auswirkungen in Abschnitt 2.4 genauer erklärt werden.

2.2 Substrat

Für die Epitaxie von GaN stellt sich die Frage nach einem geeignetem Substrat. Für die Materialsysteme GaAs und InGaAlP stehen GaAs-Substrate zur Verfügung, so dass gitterangepasste Epitaxie möglich ist. GaAs-Substrate sind in verschiedenen Größen und Dotierstoffkonzentrationen für die Produktion von LEDs und Laserdioden im infraroten, roten bis hin zum gelben Spektralbereich erhältlich. Die Herstellung der Substrate erfolgt, ähnlich wie bei der Produktion von Silizium-Substraten aus der Schmelze mit dem Czochralski Ziehverfahren, oder mit dem VGF-Verfahren (vertical gradient freeze).

2.2.1 GaN-Substrat

Die Anwendung des Czochralski Ziehverfahren auf GaN gestaltet sich als sehr schwierig, da eine GaN-Schmelze nur bei sehr hohem Druck realisiert werden kann. Daher müssen neue Wege zur Herstellung von GaN-Substraten gefunden werden.

Im polnischen High Pressure Research Center wurden kleine GaN-Kristalle bis zu einer Fläche von etwa 1 cm^2 und einer Dicke von wenigen $100\text{ }\mu\text{m}$ hergestellt [17, 18, 19, 20]. Dafür wird gasförmiges N_2 bei einem Druck von bis zu 2 GPa in flüssigem Gallium gelöst und langsam abgekühlt. Die Defektdichte wird mit $10\text{--}100\text{ cm}^{-2}$ angegeben, was für GaN extrem niedrig ist. Wegen unvermeidbaren Verunreinigungen mit Sauerstoff und Gallium-Fehlstellen ist das Material hoch n-leitend. Durch die Zugabe von Magnesium kann die Leitfähigkeit drastisch reduziert werden. Durch das Polieren der Oberfläche ist eine Epitaxie möglich, die die Herstellung von Bauteilen ermöglicht. CW-fähige Laserdioden wurden sowohl mit MOVPE [21] als auch mit PAMBE (plasma assisted MBE) [22] realisiert. Die Defektdichte der Laserstruktur steigt durch die Epitaxie auf $10^4\text{--}10^5\text{ cm}^{-2}$ [21, 23].

Die Skalierung der Substratgröße auf 2" scheint aber mit dieser Technik in absehbarer Zeit nicht möglich zu sein. Gegen eine Produktion mit größerer Stückzahl spricht auch die lange Zeit von 100 h–200 h, die zur Herstellung eines Substrates benötigt wird.

Durch die in Abschnitt 2.3.4 beschriebene Technik können dicke GaN-Schichten auf einem Fremdsubstrat hergestellt werden, was als Quasi-Substrat für die Bauteil-Epitaxie verwendet werden kann. Wird das Fremdsubstrat vom Quasi-Substrats entfernt, entsteht ein freistehendes GaN-Substrat, welches so mittlerweile kommerziell erhältlich ist. Zur Zeit laufen auch noch weitere Arbeiten zur Herstellung von GaN-Substraten, z.B. durch Sublimation oder ammonothermales Wachstum.

2.2.2 Fremdsubstrat

Alternativ zur Epitaxie auf einem GaN-Substrat besteht die Möglichkeit der Heteroepitaxie auf einem Fremdsubstrat. Kommerziell werden Saphir (Al_2O_3) und 6H-SiC verwendet,

wobei jedes Substrat seine Vor- und Nachteile hat. In Abbildung 2.1 sind die Gitterkonstanten von GaN, 6H-SiC und Saphir eingezeichnet. Die Gitter-Fehlanpassung von GaN beträgt auf SiC-Substrat 3,3 %, auf Saphir 33 %. Da das GaN-Kristallgitter auf dem Saphir-Substrat um 30 °gedreht aufwächst, beträgt die effektive Gitter-Fehlanpassung nur 14,8 %. Diese Fehlanpassung erzeugt Stress in den Epitaxieschichten, der durch Gitterstörungen wie Stapelfehler und Linienversetzungen abgebaut wird. Durch geeignete Wachstumsbedingungen der Anwachsschicht (Nukleationsschicht) und der anschließenden Pufferschicht kann die Dichte der Linienversetzungen (Defektdichte) auf etwa $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ beschränkt werden.

Neben der Gitterkonstante ist auch der thermische Ausdehnungskoeffizient ein wichtiger Parameter. Die Epitaxie findet bei über 700 °C statt und muss anschließend auf Raumtemperatur abgekühlt werden. Saphir besitzt einen größeren thermischen Ausdehnungskoeffizient als GaN und zieht sich demnach beim Abkühlen stärker zusammen. Die Epitaxie auf Saphir liegt daher druckverspannt (compressive strained) vor, während die epitaktischen Schichten auf SiC zugverspannt (tensile strained) sind. Es hat sich gezeigt, dass zugverspannte Schichten schon bei Dicken von 3–4 µm Risse (cracks) bilden. Dies ist ein Nachteil des SiC-Substrats, da das Design der vertikalen Schichtstruktur auf dünne Schichtpakete beschränkt ist. Die unterschiedlichen Eigenschaften der beiden Substrate haben einen entscheidenden Einfluss auf das Design und die Herstellungsprozesse von Bauelementen.

SiC-Substrate können mit Stickstoff dotiert werden und sind so n-leitend. Damit ist der bei infraroten und roten LEDs und Laserdioden übliche Ansatz mit vertikalem Stromfluss und n-Kontakt direkt am Substrat möglich. Durch die sehr gute thermische Leitfähigkeit von SiC kann die entstehende Verlustwärme gut abgeführt werden. Vorteilhaft für die Herstellung von Laserdioden ist auch der Umstand, dass GaN auf SiC eine gemeinsame Spaltebene haben. Mit SiC-Substrat ist es also möglich, gespaltene Laserfacetten zu erzeugen.

Saphir hingegen ist ein elektrischer Isolator und nur schlecht wärmeleitfähig. Daher müssen p- und n-Kontakt auf der Epitaxienseite angebracht werden, was die Prozessierung und die Montage aufwändiger macht. Des weiteren kann GaN auf Saphir nicht gespalten werden. Laserfacetten müssen also über einen trockenchemischen Ätzprozess hergestellt werden. In Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Kristall-Parameter der diskutierten Materialien aufgeführt.

2.2.3 Verwendete Substrate

Die Firma OSRAM Opto Semiconductors hat sich für die Entwicklung ihrer blau-violetten Laserdioden auf SiC-Substrat entschieden, bis freistehende GaN-Substrate zur Verfügung stehen. Ausschlaggebend hierfür ist die Ähnlichkeit von GaN- und SiC-Substraten bezüglich der elektrischen Leitfähigkeit und der Möglichkeit, die Facetten durch Spalten zu erzeugen (siehe Tabelle 2.1). Im Entstehungszeitraum dieser Arbeit standen erste freistehende GaN-Substrate zur Verfügung, so dass die Eigenschaften von Laserdioden auf GaN-Substrat bzw. SiC-Substrat verglichen werden können.

Tabelle 2.1: Wichtige Kristall-Parameter von GaN, Saphir (Al_2O_3) und 6H-SiC [16]. Die thermischen Leitfähigkeiten hängen von der Kristallqualität, der Dotierstoffkonzentration und der Umgebungstemperatur ab und sind daher nur Richtwerte [24].

Kristall-Parameter		GaN	$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$	6H-SiC
Gitterkonstante [nm]	a	0,3186	0,4758	0,3081
	c	0,5178	1,2991	1,5092
Gitter-Fehlanpassung mit GaN	a		14,8 %	3,3 %
therm. Ausdehnungskoeffizient [10^{-6}K^{-1}]	a	5,59	7,5	4,2
	c	3,17	8,5	4,68
therm. Leitfähigkeit [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]		~ 100	~ 40	~ 320
als Substrat:				
elektr. Leitfähigkeit		n	Isolator	n
parallele Spaltebene		ja	nein	ja

2.3 Defektreduktion

Die bei Epitaxie von GaN auf Saphir oder SiC entstehende Defektdichte von 10^9 cm^{-2} ist um mehrere Größenordnungen höher als im GaAs-Materialsystem ($10^2\text{--}10^4 \text{ cm}^{-2}$). Dennoch können funktionierende optoelektronische Bauelemente realisiert werden, was im Abschnitt 2.4.1 genauer erläutert wird. Eine Verbesserung der Bauteil-Lebensdauer erwartet man sich von einer Reduzierung der Defektdichte, was im Folgenden motiviert wird. Genauer untersucht wird der Zusammenhang zwischen Defektdichte und Bauteil-Alterung in Kapitel 6. Einen ausführlicher Übersichtsartikel über MOVPE von GaN und verschiedener Verfahren zur Defektreduktion schrieb Pierre Gibart [25].

2.3.1 Motivation für die Verringerung der Defektdichte

Einen positiven Einfluss der reduzierten Defektdichte auf die Alterung von Laserdioden zeigte Tojyo et al. bereits im Jahre 2000 [26] (Abbildung 2.4). Verglichen werden die erreichten Lebensdauern bei 30 mW optischer Ausgangsleistung von Lasern auf Saphir-Substrat und von Lasern mit reduzierter Defektdichte auf Saphir-Substrat („on ELO-GaN“). Zwei Dinge können aus diesem Diagramm abgelesen werden:

1. Die Lebensdauer steigt mit sinkender elektrischer Verlustleistung $I_{\text{op}} \times U_{\text{op}}$.
2. Bei niedriger elektrischer Verlustleistung wird auf defektreduziertem Substrat eine um eine Größenordnung höhere Lebensdauer erzielt.

Aufgrund dieser Erkenntnisse forschten weltweit verschiedene Gruppen an Maßnahmen zur Reduktion und zur Bestimmung der Defektdichte. Ihre erzielten Fortschritte veröffentlichte

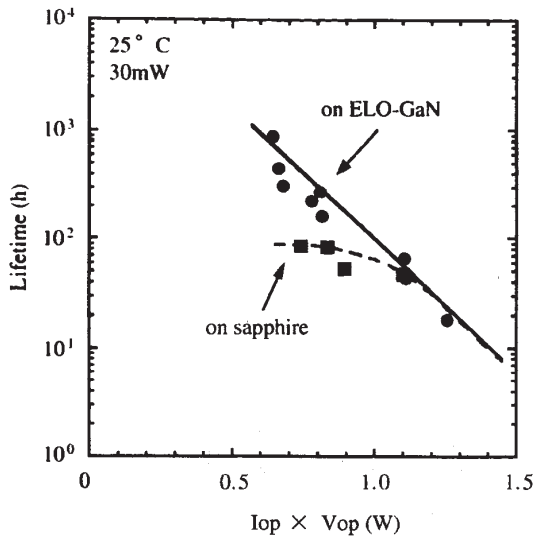


Abbildung 2.4: Lebensdauer über Verlustleistung aus [26]. Auf defektreduziertem Substrat werden deutlich höhere Lebensdauern als auf Saphir erreicht.

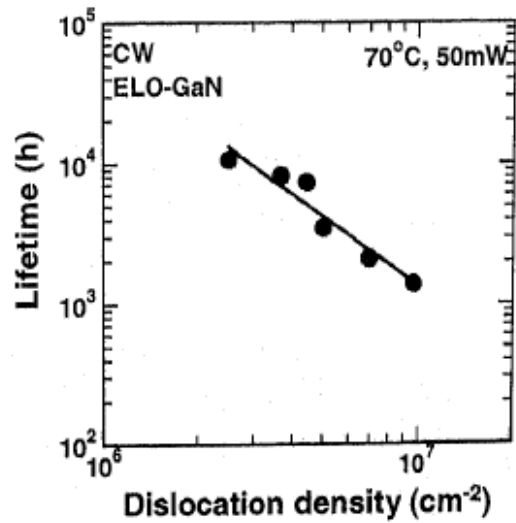


Abbildung 2.5: Es existiert eine starke Abhängigkeit der Lebensdauer von der Defektdichte, aus [27].

Asano et al. [27], das entsprechende Diagramm ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Die Lebensdauer bei $P_{\text{opt}} = 50\text{ mW}$ und 70°C erhöht sich mit der Reduktion der Defektdichte von $9,7 \cdot 10^6\text{ cm}^{-3}$ auf $2,5 \cdot 10^6\text{ cm}^{-3}$ von etwa 1 000 h auf 10 000 h.

Im Zuge der Bestrebungen, die durch das Wachstum von GaN auf Fremdsubstrat entstehenden Linienversetzungen zu reduzieren, wurden verschiedene Techniken entwickelt.

2.3.2 ELOG

Eine Variante, um die Defekte zu reduzieren, ist das auf Saphir praktizierte ELOG (epitaxial lateral overgrowth), was in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt ist. Nach einem ersten epitaktischen Schritt wird der Wafer aus dem Reaktor genommen, um eine z.B. streifenförmige SiO_2 -Maske aufzubringen. Diese wird anschließend von der Epitaxie durch besondere Wachstumsbedingungen lateral überwachsen. Das Wachstum startet an den unmaskierten Stellen (Fenster) und überformt die SiO_2 -Streifen lateral (Flügel, wing), wobei die Versetzungslinien z.T. ebenfalls abknicken und so nicht mehr an die Oberfläche gelangen. Nach der Koaleszenz, also dem Zusammenwachsen der lateralen Wachstumsfronten, wird wieder auf vertikales Wachstum umgestellt und die Laserstruktur gewachsen. In diesem einstufigen ELOG-Verfahren (one step ELO) ist die Defektdichte nur auf den überformten Bereichen reduziert. Es existieren also nur schmale Streifen, auf denen anschließend der Laser prozessiert werden kann. Mit diesem Verfahren stellten Nakamura et al. bereits 1997 Laserdioden mit einem Schwellstrom von 50 mA im CW-Betrieb bei Raumtemperatur her [28]. In [29] und [30] stellen Asano und Tojyo et al. vor, dass durch den Einsatz von

ELO-GaN nicht nur die Lebensdauer verbessert wird, sondern sich auch der Schwellstrom und die Steilheit verbessern. Dieser Effekt wird auch von Nakamura bestätigt [31]. Durch kontinuierliche Verbesserung des ELOG-Verfahrens konnte Asano et al. die Defektdichte auf $2,5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ reduzieren [27], wie in Abbildung 2.5 veranschaulicht ist.

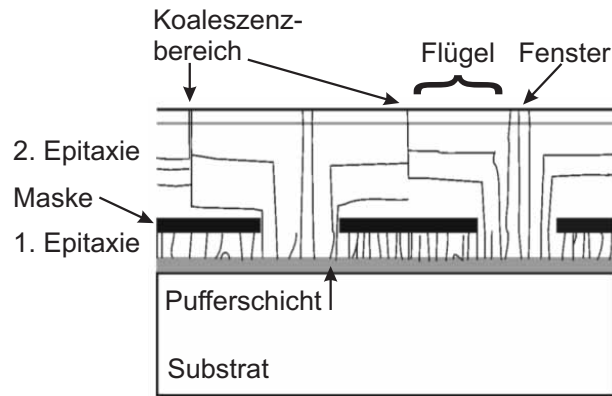


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer ELOG-Struktur, nach [32].

Eine Weiterentwicklung dieser Technik ist das zweiphasige ELOG-Verfahren (two step ELO), bei dem das GaN in den SiO_2 -Gräben in der ersten Phase mit einem dreieckigen Querschnitt aufwächst. Anschließend wird in der zweiten Phase auf laterales Wachstum umgeschaltet, und die schrägen Flanken, auch Facetten genannt, bewegen sich bis zur Koaleszenz aufeinander zu. Dadurch wird der nutzbare, defektreduzierte Bereich deutlich vergrößert [25]. Dieses Verfahren, von anderen Gruppen FACELO (facet assisted epitaxial lateral overgrowth) genannt, kann mit einem vierphasigen Prozess optimiert werden [33].

Einen Schritt in Richtung GaN-Substrat machten Nakamura et al. 1998, in dem sie den Saphir des ELO-GaN durch Polieren entfernten [28]. Auf das etwa $80 \mu\text{m}$ dicke GaN-Substrat wurde anschließend die Laserstruktur epitaxiert. Dadurch war es möglich, Laserdioden mit gespaltenen Facetten herzustellen. Ein Nachteil bei dieser Art der Substratherstellung ist die niedrige Wachstumsrate der MOVPE mit wenigen $\mu\text{m}/\text{h}$.

Das Übertragen des ELOG-Verfahrens auf SiC-Substrat funktioniert, ist aber mit einigen Schwierigkeiten verbunden. So überwächst der Flügel beim ELOG-Verfahren die SiO_2 -Maske nicht lateral, sondern mit einem Winkel (wing tilt). Durch die Wahl eines anderen Maskenmaterials konnte der wing tilt reduziert werden [32]. Wegen des in Abschnitt 2.2.2 angesprochenen Problems, dicke Schichten auf SiC zu wachsen, gestaltet sich die Bildung einer rissfreien Koaleszenzregion als schwierig, so dass die Aktivitäten eingestellt wurden.

2.3.3 Pendeo

Ein alternatives Verfahren stellt die Pendeo-Epitaxie dar. Dabei wird eine GaN-Pufferschicht photolithographisch strukturiert. Die entstehenden Gräben werden in einem zweiten Schritt von den Stegen her lateral überwachsen [34]. Eine abgewandelte Art der Pendeo-Epitaxie ohne GaN-Pufferschicht entwickelt die TU Braunschweig, in dem sie SiC-Substrate photoelektrochemisch strukturieren und die Gräben ebenfalls lateral mit GaN oder AlGaIn überwachsen [35, 36]. Aber auch bei diesen Verfahren gibt es Schwierigkeiten mit dem Wachstum

dicker Schichten und der Herstellung einer großflächigen, defektreduzierten Zone, auf der Bauteile realisiert werden können.

2.3.4 HVPE-GaN

Deutlich höhere Wachstumsraten von 40–100 $\mu\text{m}/\text{h}$ lässt das HVPE-Verfahren (hydride vapor phase epitaxy) zu. Es kann die MOVPE oder MBE nicht ersetzen, ist aber sehr gut zur Herstellung dicker GaN-Schichten geeignet, wobei auch die Dotierung mit Silizium für n-Leitung möglich ist. In einem HVPE-Reaktor wird mittels auf 850–950 °C erhitztem Gallium und HCL GaCl hergestellt. Als Trägergas wird N_2 oder ein N_2/H_2 -Gemisch verwendet [37]. Der Stickstoff gelangt als NH_3 zum Substrat [38].

Für HVPE-GaN wird häufig ein Quasi-Substrat verwendet. Dieses wird durch MOVPE auf Saphir-Substrat hergestellt. Durch geeignete Wahl der GaN-Pufferschicht und der Fehlorientierung des Saphir-Substrates lassen sich dicke GaN-Schichten mit sehr guter Morphologie herstellen [39]. Zur Defektreduktion kann das Quasi-Substrat auch aus einer ELOG-Struktur bestehen, wie sie weiter oben beschrieben wurde. Das laterale Überwachsen der SiO_2 -Masken kann aber bereits von der HVPE übernommen werden [38].

Nach dem Entfernen des Saphir-Substrates und der ELOG-Masken liegt ein freistehendes GaN-Substrat vor. Es werden Defektdichten im unteren 10^6 cm^{-3} -Bereich erreicht. Das Ablösen des Substrates bereitet aber einige Schwierigkeiten und erfordert einige komplizierte Maßnahmen. Daher entschloss sich z.B. Motoki et al. dazu, HVPE-GaN auf GaAs-Substraten herzustellen [40]. Zur Defektreduktion startet das HVPE-GaN auf einer SiO_2 -Maske mit runden Öffnungen von 2 μm Durchmesser. Mit diesem Verfahren wurde ein freistehendes GaN-Substrat mit einer Dicke von über 500 μm und einer Defektdichte unter 10^6 cm^{-3} hergestellt [41, 42].

2.3.5 Einbau einer in-situ SiN-Schicht

Ein ähnliches Konzept wie beim ELOG-Verfahren, eine Art Mikro-ELOG, verfolgt man mit dem Einbau einer in-situ SiN-Schicht nach Tanaka et al. [43]. Nachdem die Pufferschicht auf dem Substrat abgeschieden wurde, wird der Oberfläche für eine gewisse Zeit nur Silan (SiH_4) und Ammoniak (NH_3) angeboten. Statistisch über dem Wafer verteilt schlägt sich SiN_x in kleinen Inseln nieder, und zwar bevorzugt an Stellen mit Gitterstörungen. Diese können anschließend, wie beim ELOG Verfahren, lateral überwachsen werden. An dieser Zwischenschicht kann, durch geeignete Wachstumsparameter, die Defektdichte um bis zu zwei Größenordnungen reduziert werden [44, 45]. Der Vorteil dieser Methode ist, dass der Wafer nicht aus dem Reaktor entnommen werden muss und keine Phototechnik notwendig ist [32]. Außerdem wird so die Anzahl der Linienversetzungen ganzflächig gesenkt, so dass es für die spätere Nutzung keine Einschränkungen auf bestimmte Gebiete gibt. Der Nachteil ist, dass die Defektdichte nicht so stark reduziert werden kann wie beim ELOG-Verfahren.

Untersuchungen an LED Strukturen von OSRAM ergaben eine Reduktion der Stufenversetzungen um etwa eine Größenordnung, wenn die SiN-Schicht in n-GaN eingebaut wird.

Die Versetzungen mit Schraubenanteil werden nicht reduziert [46, 47, 48]. Der Einfluss der in-situ SiN-Schicht auf Laserdioden wird in Kapitel 6.2.2 diskutiert.

2.4 InGaN-Quantenfilm

Die Herstellung qualitativ hochwertiger InGaN-Quantenfilme mit hoher Quanteneffizienz ist mit einigen Schwierigkeiten verbunden. Zum einen stellt der homogene Einbau von Indium in Gallium-Nitrid hohe Anforderungen an die Epitaxie, zum anderen ist es durch interne elektrische Felder kaum möglich, einen rechteckigen Quantentopf zu erreichen. Diese Themen werden in den beiden folgenden Abschnitten näher erläutert.

2.4.1 Indiumfluktuationen und Defektdichte

Für das Wachstum von Quantenfilmen mit ihrer Dicke von wenigen Nanometern ist ein abrupter Heteroübergang wünschenswert. Der homogene Einbau von Indium in GaN stellt für die Epitaxie aufgrund seines großen Atomradius eine technische Herausforderung dar. Für die Herstellung kristallographisch hochwertiger Schichten werden im MOVPE-Reaktor Temperaturen um 1000 °C verwendet. Bei diesen hohen Temperaturen weist Indium hohe Desorptionsraten auf, weshalb das Wachstum der Quantenfilme bei deutlich niedrigeren Temperaturen unterhalb 800 °C erfolgen muss. Dies kann zu einer verminderten Kristallqualität führen, weshalb die Wachstumstemperatur und die Menge an angebotenem Indium optimiert werden müssen. Die Auswirkungen der Wachstumstemperatur in der aktiven Zone auf die Alterung der Laserdioden wird in Abschnitt 6.2.1 genauer untersucht.

Insbesondere bei hohen Temperaturen neigt Indium zur Segregation noch während des Wachstums bzw. beim Wachstum der nachfolgenden Schichten [49]. Im Quantenfilm bilden sich dadurch Fluktuationen in Dicke und Zusammensetzung auf Nanometerskala aus. Abbildung 2.7 zeigt eine farbkodierte Darstellung der Indiumkonzentration in der aktiven Zone zweier Laserdiodenstrukturen. Die Unterschiede in Konzentration und Verteilung des Indiums liegen in der Wachstumstemperatur der Quantenfilme begründet, die von $\vartheta = 700\text{ °C}$ auf $\vartheta = 740\text{ °C}$ erhöht wurde. Die DALI-Aufnahme (**d**igital **a**nalysis of **l**attice **i**mages) wurde von einem hochauflösenden TEM-Querpräparat an der Universität Regensburg erstellt [47]. Diese Fluktuationen korrespondieren mit räumlich variierenden Energieniveaus. Unterstützt durch die piezoelektrischen Felder, die an Stellen höherer Indiumkonzentration stärker sind, ergeben sich räumliche Potentialmulden mit verringertem Bandabstand.

Diese Fluktuationen in den Quantenfilmen führen zu einem räumlich inhomogenen Gewinnmedium, was Auswirkungen auf die stimulierte Emission im Laserbetrieb hat. In [50] wird dieser Umstand durch einen Vergleich von Messungen an der Universität Regensburg und Simulationen an der ETH Zürich quantifiziert. Von U. T. Schwarz et al. wurden mit der Hakki-Paoli-Methode [51, 52] Gewinnspektren einer Laserdiode auf SiC-Substrat gemessen [50]. B. Witzigmann et al. berechnete aus den ihm zur Verfügung gestellten Strukturdaten Gewinnspektren und verglich diese mit den Messungen [50]. Zur Anpassung

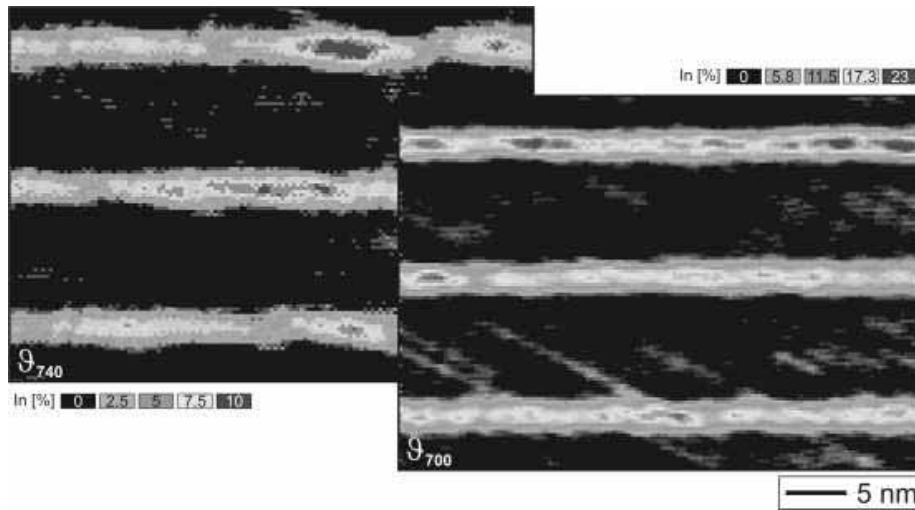


Abbildung 2.7: Farbkodierung der lokalen Indium-Konzentration für Laserstrukturen, die bei einer Wachstumstemperatur von 700 °C (ϑ_{700}) bzw. bei 740 °C (ϑ_{740}) epitaxiiert wurden. Der Vergleich der beiden Proben zeigt deutliche Unterschiede der Indiumverteilung und der Indium-Konzentration [47].

von Simulation und Experiment benötigt er als Fitparameter nur die inhomogene Verbreiterung, die zu $\Delta E = 31$ meV bestimmt wurde. Dieser Wert entspricht einer Fluktuation der Indiumkonzentration von $\Delta x = 0,012$, was mit dem Ergebnis aus der DALI-Analyse übereinstimmt [50]. Diese, verglichen mit GaAs-basierenden Quantenfilmen sehr hohe inhomogene Verbreiterung, führt zu einer Reduzierung des maximalen Gewinns um mehr als 50 % und einer deutlichen Vergrößerung der spektralen Breite. Eine Verbesserung der Quantenfilmhomogenität führt zu einer reduzierten inhomogenen Verbreiterung, was einen höheren maximalen Gewinn zur Folge hat und damit eine Erniedrigung der Laserschwelle ermöglicht.

Im Gegensatz dazu steht die Annahme, dass die Potentialmulden im Quantenfilm die Ladungsträger lokalisiert und so an einer nichtstrahlenden Rekombination an Versetzungen hindert. Dieser Effekt wird oft für die hohen Effizienzen von auf GaN-basierenden LEDs trotz ihrer extrem hohen Versetzungsdichte verantwortlich gemacht [53, 54, 55, 56].

Um homogene Quantenfilme realisieren zu können, und trotzdem die nichtstrahlende Rekombination an Versetzungen zu vermeiden, werden defektreduzierte Substrate eingesetzt. Die Reduzierung der Defektdichte vergrößert den Abstand der Linienversetzungen, was eine verringerte Tiefe der Indiumfluktuationen erlaubt. Dies ist durch Optimierung von Design und Wachstumsbedingungen der Quantenfilme möglich (Abbildung 2.7).

Helfen könnte dabei auch die These von Hangleiter et al., dass sich Linienversetzungen zu einem gewissen Teil selbst vor Ladungsträgern abschirmen [57, 58]. Unter bestimmten Wachstumsbedingungen bilden sich um die Linienversetzungen bereits unterhalb der aktiven Zone V-förmige Defekte aus. Auf diesen schrägen Flanken ist die Quantenfilmdicke kleiner, was zu einer höheren Bandlücke führt und für die Ladungsträger eine Barriere darstellt.

2.4.2 Piezoelektrische Felder

An Heterogrenzflächen wie z.B. beim Übergang von GaN auf eine der ternären Verbindungen InGaN oder AlGaN entstehen, aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten, kompressive oder tensile Verspannungen, die Änderungen von Bindungslänge und -Winkel verursachen. Dies bewirkt wiederum eine Verschiebung der Ladungen im Kristall, was zur Ausbildung einer piezoelektrischen Polarisierung führt. Diese verursacht ein piezoelektrisches Feld senkrecht zur Wachstumsrichtung, was im Banddiagramm in Abbildung 2.8 an jedem Heteroübergang sichtbar ist. Das Banddiagramm, welches mit den Standard-Parametern des Simulations-Programmes SILENSe berechnet wurde [59], zeigt den Bereich einer Laserstruktur um die aktive Zone. Eingezeichnet sind neben der Bezeichnung der einzelnen Schichten das Leitungsband, das Valenzband, das Quasiferminiveau der Elektronen $E_{F,e}$ und der Löcher $E_{F,h}$ bei einer Flussspannung von 3 V. Durch Pfeile markiert ist der Weg der Ladungsträger zu den Quantenfilmen, wobei sie durch die Piezofelder relativ hohe Barrieren zu überwinden haben. Die zu Grunde liegende Schichtstruktur ist in Tabelle A.1 aufgelistet.

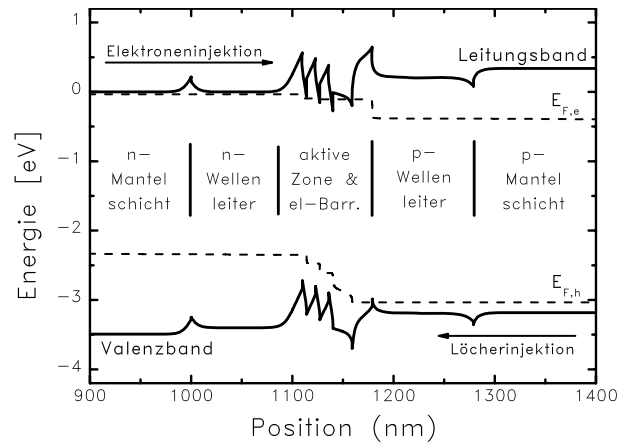


Abbildung 2.8: Berechnetes Banddiagramm einer Laserstruktur bei einer Flussspannung von 3 V [59]. Die verwendete Schichtstruktur ist in Tabelle A.1 aufgelistet.

Die Polarisationsladungen an den Heterogrenzflächen können durch Ladungsträger, Defekte und Verunreinigungen abgeschirmt und somit in ihrer Stärke vermindert werden. Das Programm SILENSe kann jedoch nur die Abschirmung durch Ladungsträger berücksichtigen. Unsicher ist auch die Stärke der Piezofelder, da die veröffentlichten Werte noch stark streuen. Zudem hängt der Verspannungsgrad und damit die Stärke der internen Felder stark von den Wachstumsbedingungen und der Qualität der Epitaxieschichten ab. Das berechnete Banddiagramm ist also mit einigen Unsicherheiten behaftet, zeigt aber deutlich den Effekt der piezoelektrischen Felder an Heterogrenzflächen.

Einen besonders starken Einfluss haben die piezoelektrischen Felder auf die Form und Effizienz der Quantenfilme. Abbildung 2.9 a) zeigt die Simulation von 3 InGaN-Quantenfilmen mit GaN-Barrieren bei einer äußeren Spannung von 0 V. Eingezeichnet sind auch die Wellenfunktionen im Grundzustand.

Die internen Piezofelder bewirken eine Verkipfung der Bänder im Bereich der Quantenfilme. Dadurch verschiebt sich die Lage der Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern

zu energetisch günstigeren Bereichen. Dies führt zur räumlichen Trennung der Wellenfunktionen um Δz und einer reduzierten Oszillatorstärke. Gleichzeitig sinkt der energetische Abstand zwischen den Wellenfunktionen im Leitungs- und Schwerlochband. Dieser Effekt heißt quantenmechanischer Stark-Effekt und ist abhängig von der Breite und dem Indiumgehalt der Quantenfilme.

Das über die Quantenfilme abfallende Feld setzt sich im Betrieb aus äußeren Feldern und den internen Piezofeldern zusammen. Eine von außen angelegte Flussspannung erzeugt ein elektrisches Feld, das in die gleiche Richtung wie die Piezofelder zeigt. Für kleine Flussspannungen wird der energetische Abstand der Wellenfunktionen weiter reduziert. Erst mit größeren Spannungen werden genügend Ladungsträger injiziert, die die Polarisationsladungen teilweise abschirmen und den Effekt der Verkipfung reduzieren, wie in Abbildung 2.9 b) für Quantenfilme der Breite 4 nm dargestellt ist. Da Lichtemission erst für Spannungen $>3\text{ V}$ stattfindet ist in der Elektrolumineszenz nur eine von der Ladungsträgerdichte abhängige Blauverschiebung messbar. Mit einsetzender Abschirmung der Polarisationsladungen verringert sich der Abstand Δz der Wellenfunktionen wieder, wie in Abbildung 2.9 b) zu sehen ist.

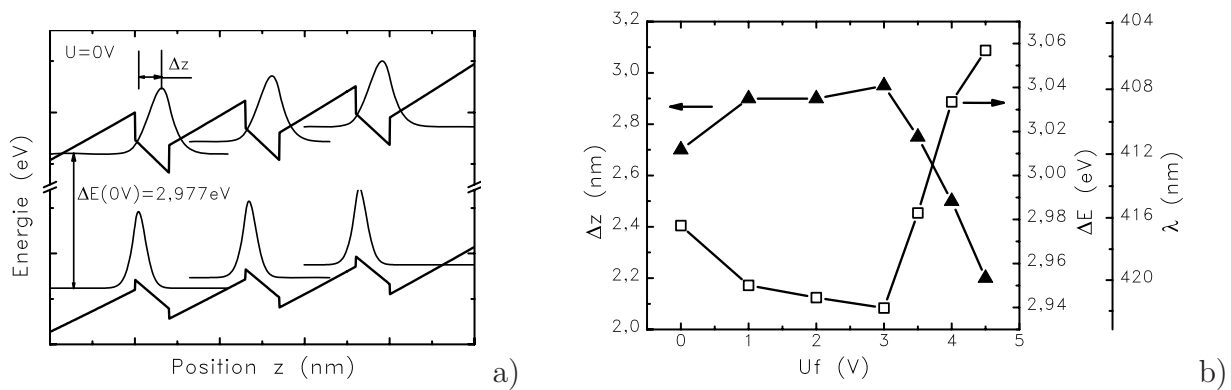


Abbildung 2.9: a) Mit [59] berechnete Bandstruktur von 3-4 nm breiten InGaN-Quantenfilmen, getrennt durch GaN-Barrieren. Eingezeichnet sind auch die Wellenfunktionen von Elektronen und schweren Löchern im Grundzustand. b) Die Summe aus internem Piezofeld und externem Feld führt zu einer Verkipfung der Quantenfilme, was zu einer Verschiebung der Wellenfunktionen um Δz bei gleichzeitiger Verringerung ihres energetischen Abstands führt. Ab $U_f > 3\text{ V}$ werden Ladungsträger injiziert, wodurch eine Abschirmung der Piezofelder einsetzt, was die Verkipfung reduziert.

2.5 Vertikaler Schichtaufbau

Die vertikale Schichtfolge der Laser wird mittels MOVPE (metal organic vapor phase epitaxy) in einem Multi-Wafer-Reaktor hergestellt. Genauere Angaben über die verschiedenen Wachstums-Parameter finden sich in den Dissertationen von Stefan Bader [60] und Stefan Miller [32]. Die erste europäische GaN-basierte violett-blaue Laserdiode wurde im Jahr 2000 von OSRAM publiziert [61].

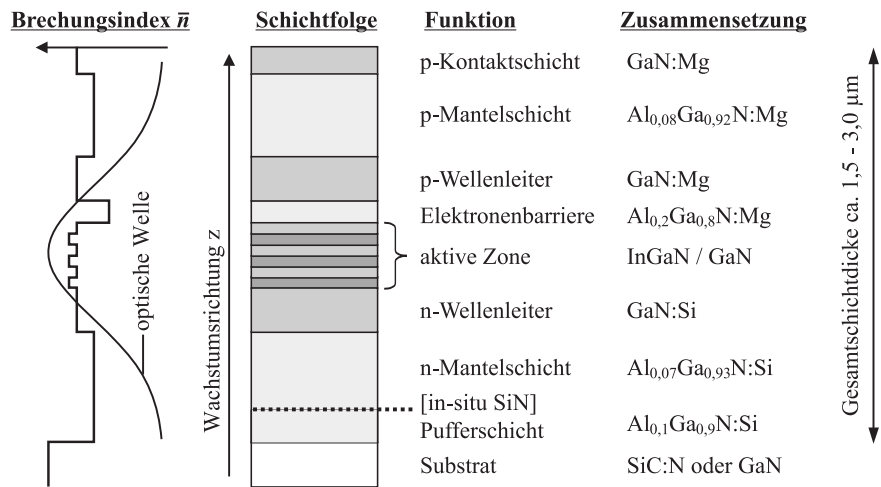


Abbildung 2.10: Vertikaler Schichtaufbau eines InGaN-basierenden Halbleiterlasers. Zeichnung nach [32] und [60].

Abbildung 2.10 stellt den vertikalen Schichtaufbau grafisch dar. Eingezeichnet ist auch der Verlauf des Brechungsindex $\bar{n}$ und die optische Welle, die im Wellenleiter geführt wird.

Die Epitaxie beginnt mit einer Pufferschicht, die auf SiC-Substrat aluminiumhaltig ist. Es folgen eine aluminiumhaltige n-Mantelschicht und ein n-Wellenleiter aus GaN. Die aktive Zone besteht in der Regel aus drei InGaN-Quantenfilmen, die durch GaN-Barrieren getrennt sind [62]. Dem obersten Quantenfilm folgt eine dünne GaN-Schicht, der sich eine mit Magnesium dotierte Elektronenbarriere anschließt. Diese weist mit 20 % einen relativ hohen Aluminiumanteil auf und verhindert, dass Elektronen, die nicht vom Quantenfilm eingefangen werden, in das p-Gebiet gelangen. Darüber folgt ein p-seitige Wellenleiter, eine p-Mantelschicht sowie eine hochdotierte Kontaktschicht aus GaN, die für einen Ohm'schen p-Kontakt notwendig ist.

Zur Verbesserung der Kristallqualität wird bei Lasern auf SiC-Substrat eine in-situ SiN-Schicht zwischen Pufferschicht und n-Mantelschicht eingebaut, worauf in den Abschnitten 2.3.5 und 6.2.2 weiter eingegangen wird.

Mit dem Einbau von Magnesium gelangt Wasserstoff in die p-dotierten Schichten. Dieser bildet mit dem Magnesium sogenannte Mg-H-Komplexe, die elektrisch inaktiv sind. Um trotzdem eine signifikante Akzeptorkonzentration zu erhalten, werden die Mg-H-Komplexe bei einer Temperatur von über 800 °C unter Schutzatmosphäre aufgebrochen und der Wasserstoff über die Oberfläche ausdiffundiert [31, 63, 64]. Magnesium besitzt eine sehr hohe Aktivierungsenergie von etwa 170 meV. Bei Raumtemperatur sind also weniger als 1 % der Akzeptoren ionisiert, so dass die für die p-Leitfähigkeit entscheidende Löcherkonzentration nur ein Bruchteil der chemischen Mg-Konzentration beträgt. Da andererseits Magnesium eine Ursache für die Alterung von Laserdioden ist (Abschnitt 6.3), sollte die Mg-Konzentration so gering wie möglich gehalten werden. Auswirkungen des eingebauten Magnesiums und Wasserstoffs auf den Laserbetrieb werden in Kapitel 7 diskutiert.

Erste Laser auf GaN-Substrat strahlten ihre maximale optische Leistung unter einem Win-

kel von -20° ab. Messungen des Fernfeldes, die mit einem Schlitzdetektor aufgenommen wurden, ergaben im Nebenpeak eine 10-fach höhere Intensität als im Hauptpeak unter 0° (Abbildung 2.11, gestrichelte Linie). Dieses Phänomen ist in der Literatur unter dem Begriff „Substratmoden“ bekannt und wurde von Eliseev et al. in [65] ausführlich berechnet und diskutiert. Dabei klingt die Intensität der optischen Welle in der n-Mantelschicht nicht vollständig ab, so dass ein gewisser Anteil der optischen Leistung in das Substrat überkoppelt. Der Brechungsindex im GaN-Substrat ist größer als der Brechungsindex der n-Mantelschicht, so dass das Substrat einen parasitären Wellenleiter bildet. Im Fernfeld interferieren die beiden geführten Wellen miteinander, was zu mehreren Nebenpeaks führt. Der Winkel, unter dem der erste Nebenpeak erscheint, hängt vom vertikalen Design der Laserstruktur ab, insbesondere von der Wellenleiterdicke.

Der Einfluss der Substratmoden auf das Gewinnspektrum der Laser auf SiC-Substrat wird in [66] erörtert. Hakki-Paoli-Messungen [51, 52, 67] zeigen eine starke Oszillation im langwelligeren Teil der Gewinnspektren. Simulationen auf der Basis finiter Elemente zur Lösung der Helmholtz-Gleichung bestätigen die Vermutung, dass die Oszillationen der Gewinnspektren auf den Einfluss von Substratmoden zurückzuführen ist [66]. Begünstigt werden die Substratmoden bei der Struktur auf GaN-Substrat durch die geringere Absorption von GaN im Gegensatz zu SiC, und dem Wegfall der aluminiumhaltigen Pufferschicht, die die Welle am Eindringen in das SiC-Substrat hindert.

Abhilfe schafft eine n-Mantelschicht, die entweder einen höheren Aluminiumgehalt aufweist, oder deutlich dicker ist, wie T. Schödl berechnet hat [68]. Dadurch klingt die Welle in der Mantelschicht ausreichend weit ab, so dass kaum mehr Licht ins Substrat überkoppelt. Abbildung 2.11 zeigt vertikale Fernfelder für 3 unterschiedlich dicke n-Mantelschichten. Erst bei einer Dicke von $2\mu\text{m}$ verschwindet der Nebenpeak, was gut mit den Ergebnissen der Simulation übereinstimmt.

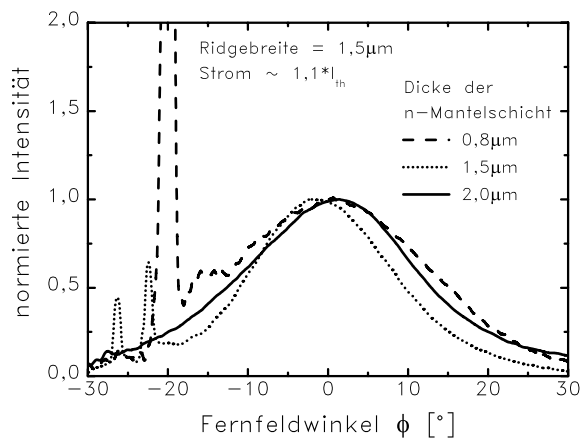


Abbildung 2.11: Vertikale Fernfelder von Lasern auf GaN-Substrat. Bei zu schmaler n-Mantelschicht kann Licht der aktiven Zone ins Substrat gelangen und dort als Substratmode geführt werden. Dies führt zu Nebenpeaks, die eine höhere Intensität als der Hauptpeak haben können.

2.6 Laterale Strukturierung

Zur Realisierung der laterale Wellenführung stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung, die Gewinnführung und die Indexführung. Bei der Gewinnführung wird die optische Mode ausschließlich durch den injizierten Strom und dem dadurch im aktiven Medium erzeugten Gewinnprofil geführt, wie in Abbildung 2.12 b) schematisch dargestellt ist. Die Herstellung und Verwendung eines gewinngeführten Oxidstreifenlasers wird in Abschnitt 2.6.1 erklärt. Für die Indexführung wird in lateraler Richtung im Bereich neben der Stromeinprägung ein niedrigerer Brechungsindex benötigt. Dieses Brechungsindexprofil führt die Welle unabhängig vom Arbeitspunkt, was niedrigere Laserschwellen ermöglicht. Ein häufig verwendetes Design für Halbleiterlaser mit Indexführung ist der Rippen-Wellenleiter-Laser (ridge waveguide laser), der im Folgenden Ridgelaser genannt wird. Wie in Abbildung 2.12 a) erkennbar ist, wird links und rechts der Stromeinprägung eine Stufe geätzt. Diese verringert den effektiven Brechungsindex gegenüber dem Bereich der Rippe, was die laterale Indexführung der Lichtwelle bewirkt. Ein weiterer Effekt des Ridgelaser-Designs ist die laterale Begrenzung des Strompfades bis zur Ätzstufe, was kaum Stromaufweitung zulässt. Beim Oxidstreifenlaser hingegen ist die in der aktiven Zone stromdurchflossene Fläche größer als die des p-Kontaktes, was zu höheren Schwellströmen führt. Auf die relativ aufwändige Prozessierung der Ridgelaser wird in Abschnitt 2.6.2 eingegangen.

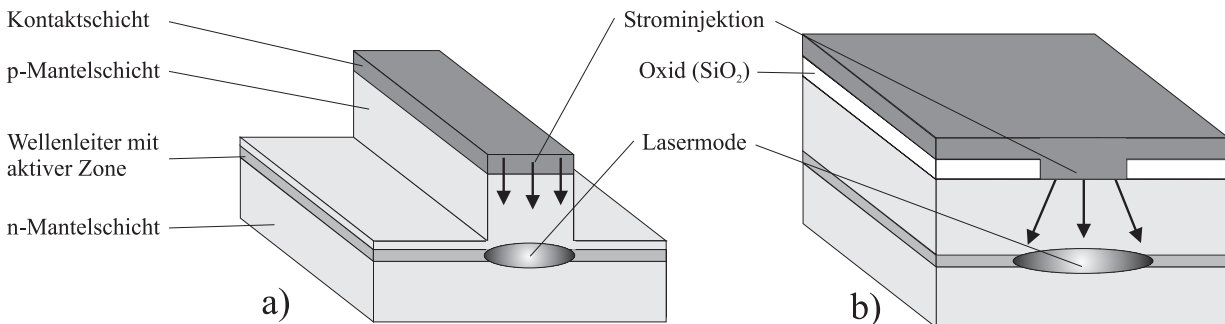


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung eines a) indexgeführten Ridgelasers und b) gewinngeführten Oxidstreifenlasers. Bilder nach [60].

2.6.1 Oxidstreifenlaser

Für die Charakterisierung von Epitaxie-Eigenschaften im Laserbetrieb ist ein schneller und unkritischer Chipprozess notwendig. Daher wurde der Oxidstreifenlaser entwickelt. Auf die Epitaxie-Scheibe wird mittels PECVD (plasma enhanced chemical vapor deposition) ganzflächig SiO_2 abgeschieden. Photolithographisch werden Streifen von $3\text{ }\mu\text{m}$ und $8\text{ }\mu\text{m}$ Breite definiert und anschließend mit HF nasschemisch im SiO_2 geöffnet. Durch diese Bereiche erfolgt später die Stromeinprägung. Als p-Kontaktmetall wird Titan verwendet, das durch eine dicke Goldschicht verstärkt wird. Mit einem nasschemischen Ätzschritt werden anschließend Bondpads strukturiert, um die Laserdioden elektrisch zu separieren. Titan wird als nicht ideales p-Kontaktmetall verwendet, weil es sich nasschemisch ätzen lässt.

Dabei wird eine höhere Betriebsspannung gegenüber einem Kontakt mit Palladium oder Platin in Kauf genommen.

Die Herstellung des n-Kontakts hängt von der Wahl des Substrates ab. Auf SiC-Substrat wird der n-Kontakt durch das Einlegieren von Nickel hergestellt. Zur Kontaktverstärkung wird anschließend eine dicke Goldschicht aufgebracht, wobei eine dünne Schicht aus Titan als Haftvermittler wirkt. Für GaN-Substrate wird die Schichtfolge Titan / Aluminium / Titan / Platin / Gold (Ti/Al/Ti/Pt/Au) als n-Kontakt-Metallisierung verwendet.

Um versetzungsfreie Facetten durch Spalten erzeugen zu können, muss das Substrat von typisch $300\text{ }\mu\text{m}$ auf etwa $90\text{--}100\text{ }\mu\text{m}$ gedünnt werden. Das Brechen der Facetten erfolgt entlang der kristallographischen $\{1\bar{1}00\}$ -Ebene. So entstehen Laserbarren mit einer typischen Resonatorlänge von $600\text{ }\mu\text{m}$, die aus etwa 30 Laserdioden bestehen.

Um die Facetten vor Umwelteinflüssen zu schützen oder um die Reflektivität der Spiegel einzustellen, werden die Laserbarren dielektrisch verspiegelt. Die Reflektivität der gespaltenen Facetten ergibt sich aus dem Übergang GaN–Luft zu $\sim 17\%$. Ein hochreflektierender Spiegel wird z.B. durch mehrere Schichtpaare aus $\lambda/4$ -dicken SiO_2 - und TiO_2 -Schichten hergestellt. Soll die Facette passiviert werden, ohne dass die Reflektivität beeinflusst wird, kann eine $\lambda/2$ -dicke SiO_2 -Schicht verwendet werden.

2.6.2 Ridgelaaser

Der Teil der Ridgelaaser-Prozessierung, der sich von dem der Oxidstreifenlaser-Prozessierung unterscheidet, wird hier vorgestellt. Der Prozessablauf ist eine Weiterentwicklung des in [69] eingeführten Chipprozesses und wurde in [62] veröffentlicht. Wichtigste Verbesserung ist die Umstellung auf ein selbstjustiertes Kontaktfenster auf der Rippe. Dieses musste im ursprünglichen Prozess durch eine zweite Phototechnik mit sehr hohen Anforderungen an die Justage geöffnet werden. Bereits kleinste Abweichungen führten dabei zum Ausfall der Laserdiode.

Der Wafer wird auf der p-Seite ganzflächig mit Platin metallisiert, was einen sehr guten Ohm'schen Kontakt ermöglicht [70, 71]. Anschließend wird eine Lift-Off-Schicht, SiO_2 sowie Photolack abgeschieden. Dieser wird photolithographisch mit der Ridge-Geometrie belichtet. Entsprechend des so vorgegebenen Musters werden anschließend das SiO_2 durch RIE mit Fluor-Chemie, das Platin durch einen Sputterprozess und die Epitaxie durch RIE mit Chlor-Chemie geätzt. Die Ätzung der Lift-Off-Schicht erfolgt nasschemisch isotrop, was eine Unterätzung zur Folge hat, wie in Abbildung 2.13 a) dargestellt ist. Die anschließende Passivierung mit SiO_2 definiert bereits das Kontaktfenster und umschließt den Halbleiter und das Platin, lässt aber durch die definierte Unterätzung eine Lücke an der Lift-Off-Schicht (Abbildung 2.13 b)). Durch diesen Zugang gelangt im nächsten Schritt eine Ätzlösung zur Lift-Off-Schicht und löst diese komplett auf (Abbildung 2.13 c)).

Mit dieser Prozessabfolge ist es möglich, reproduzierbar Laser mit Ridgebreiten ab $1,5\text{ }\mu\text{m}$ zu realisieren. In Abbildung 2.14 a) ist das Schema eines metallisierten Ridgelaasers dargestellt, Abbildung 2.14 b) zeigt die REM-Aufnahme einer Ridgelaaserdiode mit Blick auf die Facette.

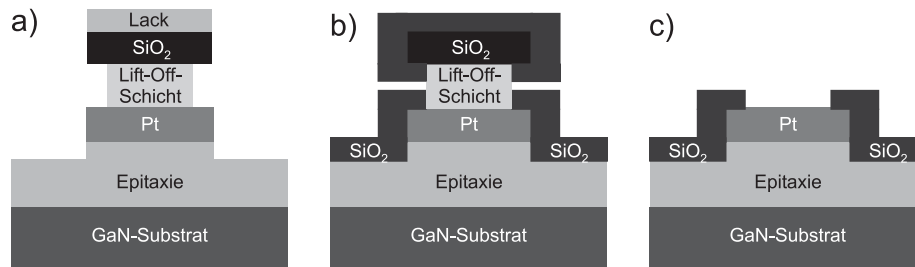


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung zur Herstellung der Ridge-Geometrie mit selbstjustierendem Kontaktfenster, nach [62].

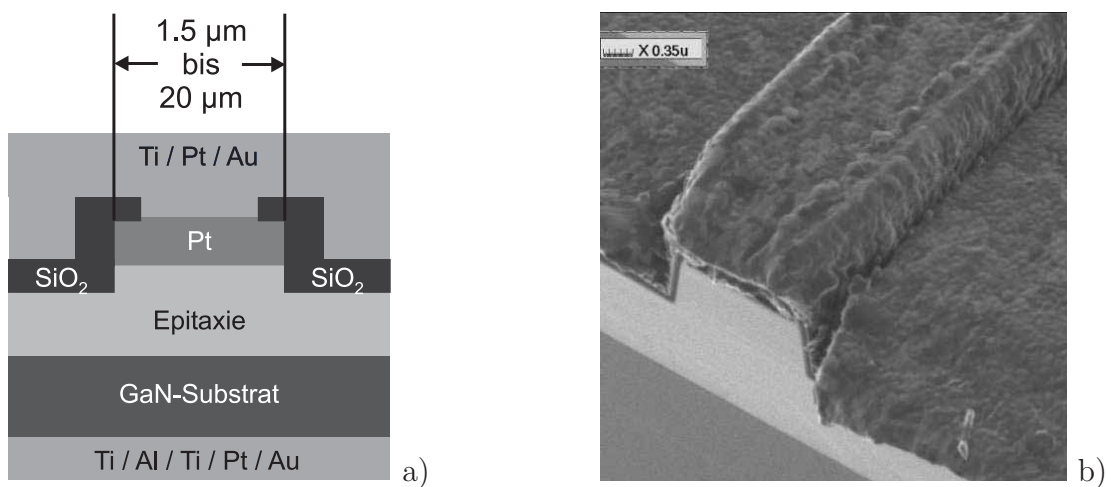


Abbildung 2.14: a) Schema-Zeichnung und b) REM-Bild eines Ridgelasers im Querschnitt.

Ein kritischer Punkt der so hergestellten Laser ist bereits in Abbildung 2.14 b) zu sehen. Das weiche, dicke Gold neigt beim Brechen der Barren zum Überhängen. Diese Thematik wird in Abschnitt 8.1.1 untersucht und ein Lösungsvorschlag vorgestellt.

Schwieriger ist die Reproduzierbarkeit der optimalen Rippenhöhe. Simulationen, u.a. an der Universität Regensburg von Pindl et al. [72], ergeben für eine Ätztiefe bis in den p-seitigen Wellenleiter einen hohen Gewinn der Fundamentalmode. Da es sehr schwierig ist, in den Wellenleiter eine absorptionsfreie Ätzstoppschicht einzubringen, erfolgt die Steuerung der Ätztiefe über die Zeit.

Die Ätztiefe beeinflusst sowohl die Wellenführung als auch die Stromaufweitung, und damit den Schwellstrom, die Steilheit und die Flussspannung [73]. Die Trennung der Einflussgrößen in Epitaxie und Chipprozess auf die Laserparameter und die Lebensdauer ist beim Ridgelaser daher nur schwer möglich, weshalb der Oxidstreifenlaser als Testlaser verwendet wird.

Je schmaler der gepumpte Bereich ist, desto wichtiger wird die Indexführung, um die optische Mode ebenfalls schmal, und so den lateralen Füllfaktor von Anfang an hoch zu halten. Schmale Rippen werden verwendet, um den Schwellstrom und damit die Verlustleistung niedrig zu halten. Des weiteren kann nur so die laterale Grundmodigkeit gewährleistet

werden. Für manche Anwendungen sollen das vertikale und horizontale Fernfeld möglichst gleich breit sein. Da das vertikale Fernfeld durch den dünnen Wellenleiter mit etwa 28° Halbwertsbreite relativ breit ist, kann das laterale Fernfeld durch schmalere Streifen verbreitert werden. Daher wird für das Erreichen niedriger Schwellströme, langer Lebensdauern und für Monomode-Anwendungen der Ridgelaser verwendet.

2.7 Montage der Laserdioden

Für eine hohe Lebensdauer der Laserdioden ist eine effiziente Wärmeabfuhr erforderlich. Dazu werden die Laser auf Wärmesenken montiert. In Abschnitt 4.4 wird näher auf den thermischen Widerstand R_{th} eingegangen, der die Höhe der Erwärmung der Laserdioden während des Betriebs bestimmt.

Für die Montage von Einzelchips werden Laserbarren vereinzelt. Dies ist im hexagonalen GaN-System ein sehr diffiziler Prozess, dessen Optimierung in Abschnitt 8.1.1 beschrieben wird.

Die Montage der in dieser Arbeit verwendeten Laserdioden wurde entweder intern auf der Bauform C-Mount durchgeführt (Abbildung 2.15), oder an der Universität Ulm von Christoph Eichler, der eine eigene Bauform entwickelte (Uni-Ulm-Mount, Abbildung 2.16).

Bei OSRAM werden die Einzelemitter p-side-up oder p-side-down mittels AuSn-Hartlot auf einen Wärmespreizer gelötet, der entweder aus SiC oder CVD-Diamant besteht. Der elektrisch isolierende Wärmespreizer wird anschließend mittels SnPbAg-Weichlot auf den mit Gold beschichteten C-Mount aus Kupfer gelötet. Anschließend wird der Laserchip durch Bonddrähte mit dem C-Mount verbunden. Die elektrische Kontaktierung erfolgt über die Masse des Kupferträgers sowie dem Löt-Fähnchen. Abbildung 2.17 zeigt einen Laser, der p-side-up auf einem C-Mount montiert ist. Die Position des Ridges erkennt man an der Elektrolumineszenz.

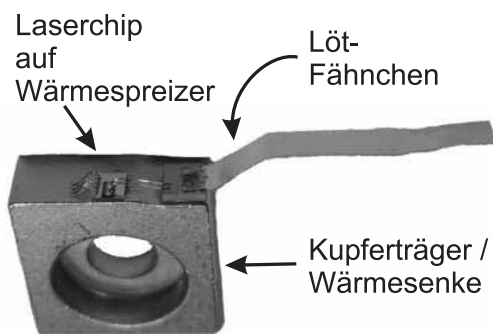


Abbildung 2.15: Laserdiode, die von OSRAM auf einen C-Mount montiert wurde. Die Bohrung dient der Befestigung mit einer M2-Schraube.

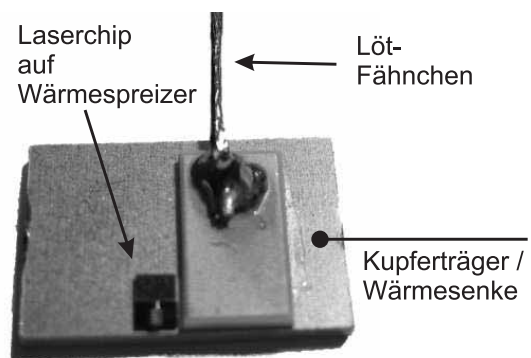


Abbildung 2.16: Laserdiode, die von Herrn Eichler auf einem strukturierten Diamant-Wärmespreizer montiert wurde. Diese Gehäuseform wird in dieser Arbeit als Uni-Ulm-Mount bezeichnet.

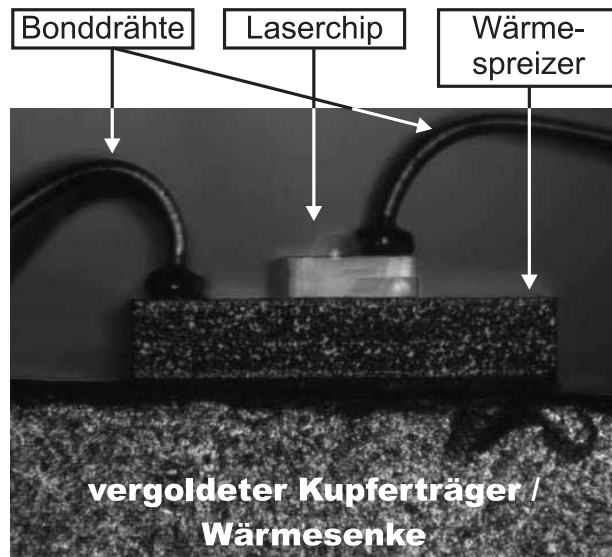


Abbildung 2.17: P-side-up montierter Laser auf C-Mount. Links neben dem Bonddraht, der den Laserchip anschließt, sieht man schwach den Ridge leuchten.

Herr Eichler verwendet eine flache, rechteckige Wärmesenke aus Kupfer, die ebenfalls vergoldet ist. Die flache Wärmesenke ermöglicht es, die Lötung von Laser auf Wärmespreizer und von Wärmespreizer auf Wärmesenke in einem Schritt mit AuSn-Hartlot durchzuführen. Das Lot auf der Oberseite des Wärmespreizers ist strukturiert, was bei der p-side-down-Montage die Ausbildung von Kurzschlüssen verhindert (siehe Abschnitt 8.1.1). Da Ober- und Unterseite des Wärmespreizers über eine Kante mit AuSn und damit elektrisch verbunden sind, liegt die gelötete Seite der Laserdiode automatisch auf Masse. So wird nur noch der obenliegende Kontakt des Lasers durch Bonddrähte mit einem Löt-Fähnchen verbunden.

Die Lebensdauer (Al/In)GaN-basierenden Laserdioden hängt ganz entscheidend von der Defektdichte, und damit vom verwendeten Substrat bzw. den defektreduzierenden Maßnahmen ab. Einen weiteren starken Einfluss auf die Degradation der Bauteile hat die Qualität der aktiven Zone. Die Herstellung von qualitativ hochwertigen InGaN-Quantenfilmen stellt die Epitaxie aufgrund der besonderen Eigenschaften von hexagonalem GaN vor große Herausforderungen (Kapitel 6). Auch die p-Dotierung und damit die Realisierung eines Ohm'schen p-Kontakts gestaltet sich im GaN-System deutlich schwieriger als beispielsweise im GaAs- oder InGaAlP-System (Kapitel 7). Neben der kontinuierlichen Degradation der Laserdioden werden auch spontane Alterungsphänomene beobachtet. Diese werden in Kapitel 8 einzelnen Arbeitsschritten der lateralen Strukturierung oder der Montage zugeordnet. Hierbei stellt die extrem harte und chemisch sehr stabile Konfiguration von GaN in Wurzit-Struktur hohe Anforderungen an die Chiptechnologie.

Kapitel 3

Modellierung von GaN-basierenden Laserdioden

Eine Voraussetzung für den zuverlässigen Betrieb der Laserdioden ist die Stabilität der elektrischen Eigenschaften. Daher wird in Abschnitt 3.1 auf die Modellierung von Strom-Spannungs-Kennlinien eingegangen.

Um die optischen Eigenschaften der hier untersuchten Laserdioden verstehen und modellieren zu können, sind einige grundlegende Formalismen notwendig, die in Abschnitt 3.2 eingeführt werden.

3.1 Der verlustbehaftete pn-Übergang

Für den stabilen Betrieb der Laser ist nicht nur ein optisch, sondern auch ein elektrisch einwandfreies Bauteil notwendig. Die Halbleiterlaser bestehen im Kern aus einem pn-Übergang und gehören somit zu der Gruppe der Dioden. Deren nichtlineares Strom-Spannungs-Verhalten kann mit Hilfe der phänomenologischen Shockley-Gleichung ausgedrückt werden. Die charakteristischen Merkmale einer Diode werden bei sehr niedrigen Strömen bestimmt. Die logarithmische Auftragung des Stromes über der Spannung nennt man daher Kleinstromkennlinie. Diese kann bei realen Dioden erheblich von der durch die Shockley-Gleichung vorgegebenen Form abweichen. Im Besonderen verändert sie sich bei vielen der untersuchten Laserdioden während der Alterung.

In diesem Abschnitt wird das Kleinstromverhalten von (Al/In)GaN-Laserdioden diskutiert. Um externe Einflüsse berücksichtigen zu können, wird ein komplexes, elektrisches Ersatzschaltbild erstellt. In 3.1.9 werden einige gemessene Kennlinien anhand des Ersatzschaltbildes modelliert, so dass die dominierende Störgröße identifiziert werden kann. Anhand von Emissions-Mikroskopie-Bildern kann ein Teil der Einflussgrößen in Abschnitt 8.1.1 prozesstechnologischen Störungen zugeordnet werden. Ausgehend von diesen Erkenntnissen werden Lösungsvorschläge und deren Umsetzung vorgestellt. In Abschnitt 8.1.2 wird gezeigt, dass bestimmte Unregelmäßigkeiten in Alterungskurven mit Änderungen der Kleinstromkennlinie korreliert sind. Durch Modellierung der Kleinstromkennlinien kann auf die

konkrete Ursache des Bauteildefektes geschlossen werden. In [74] von K. Heime und [75] von S. M. Sze wird sehr ausführlich über das elektrische Verhalten von Schottky-Dioden und pn-Übergängen berichtet. Die folgenden Herleitungen sind aus diesen Lehrbüchern entnommen.

3.1.1 Shockley Gleichung

In Vorwärtsrichtung gilt für Dioden unterhalb der Laserschwelle die Shockley Gleichung:

$$j_V = j_0 \cdot \left(\exp \left\{ \frac{qU}{mk_bT} \right\} - 1 \right), \quad \text{mit } 1 \leq m \leq 2. \quad (3.1)$$

Um Messdaten einfacher analysieren zu können, wird Gleichung (3.1) mit der stromdurchflossenen Fläche A multipliziert und erhält, mit $I = j \cdot A$:

$$I_V = I_0 \cdot \left(\exp \left\{ \frac{qU}{mk_bT} \right\} - 1 \right), \quad \text{mit } 1 \leq m \leq 2. \quad (3.2)$$

In diesen Ausdruck kann die Temperaturspannung $U_T = \frac{k_bT}{q}$ eingesetzt werden. Für $U \gg U_T$ gilt der vereinfachte Ausdruck:

$$I_V = I_0 \cdot \exp \left\{ \frac{U}{mU_T} \right\}, \quad \text{mit } 1 \leq m \leq 2. \quad (3.3)$$

Der Strom I_V hängt also exponentiell von der angelegten Spannung U ab, was in einem Graphen mit logarithmischer y-Achse zu einer Geraden führt. Die Steigung der Geraden ist proportional zum Idealitätsfaktor m , der y-Achsenabschnitt zum Sättigungsstrom I_0 .

3.1.2 Idealitätsfaktor m

Gleichung (3.2) beschreibt das elektrische Verhalten einer idealen Diode, wobei der Idealitätsfaktor Rückschlüsse auf den dominierenden Transportmechanismus der Ladungsträger zulässt.

Sind die Diffusionslängen der Ladungsträger groß gegenüber der Raumladungszone am pn-Übergang, rekombinieren die Ladungsträger als Minoritätsladungsträger außerhalb der Raumladungszone. Es dominiert der Diffusionsstrom, und es gilt $m = 1$.

Bei Betrieb in Vorwärtsrichtung wird die Ladungsträgerkonzentration in der Raumladungszone stark erhöht, wodurch sich die Lebensdauer und damit die Diffusionslänge der Ladungsträger reduziert. Dadurch findet ein Teil der Rekombination nichtstrahlend innerhalb der Raumladungszone statt, und es gilt $1 \leq m \leq 2$. Zur Verringerung der Ladungsträgerlebensdauern und damit zur Erhöhung des Rekombinationsstroms führen auch nichtstrahlende Rekombinationszentren (NRZ) innerhalb der Raumladungszone. Als Grenzfall für den nichtstrahlenden Rekombinationsstrom in Vorwärtsrichtung gilt $m = 2$:

$$I_{R,V} = I_{R0} \cdot \exp \left\{ \frac{U}{2U_T} \right\}. \quad (3.4)$$

Ist $I_{R0} > I_0$ überwiegt für kleine Spannungen der Rekombinationsstrom, während für größere Spannungen der Diffusionsstrom dominiert.

Bei optisch aktiven Halbleiterdioden werden meistens Doppel-Heterostrukturen oder Quantenfilme verwendet. Die Rekombination soll dabei strahlend und innerhalb der Raumladungszone stattfinden. Man kann herleiten, dass in diesem Modell für die strahlende Rekombination der Idealitätsfaktor $m = 1$ gilt [76]. Für ideale Dioden ist der Idealitätsfaktor also $m = 1$, während er sich durch Defekte bis $m = 2$ erhöhen kann [77, 78]. Der Idealitätsfaktor ist daher ein Maß für die Qualität der aktiven Zone [79]. Bei realen (Al/In)GaN-Laserdioden werden aber oftmals Idealitätsfaktoren weit über $m = 2$ gemessen, was im Rahmen dieser Arbeit genauer untersucht wird.

3.1.3 Sättigungsstrom I_0

Der Sättigungsstrom I_0 bestimmt die Kniespannung U_K , also die Spannung, ab welcher der Strom signifikant zu fließen beginnt. Beim pn-Übergang gilt:

$$I_0 \sim n_i^2 \quad (3.5)$$

wobei für die Beziehung der intrinsischen Ladungsträgerdichte n_i gilt:

$$n_i^2 = N_L N_V \exp \left\{ \frac{-E_g}{k_b T} \right\} \quad (3.6)$$

mit den effektiven Zustandsdichten des Leitungsbandes (N_L) und des Valenzbandes (N_V). Je größer die Bandlücke E_g des Halbleiters ist, desto kleiner ist folglich der Sättigungsstrom I_0 .

Die elektrischen Anschlüsse einer Halbleiterdiode werden mit Metallen realisiert. Wird der Halbleiter hoch dotiert und wird ein passendes Metall verwendet so entsteht ein Ohm'scher Kontakt, wie z.B. beim n-Kontakt auf GaN oder SiC. Ein Metall-Halbleiter-Übergang kann aber, wie z.B. bei einem nicht optimalen p-Kontakt auf GaN, eine Schottky-Diode ausbilden, wobei für den Sättigungsstrom gilt:

$$I_0 \sim \exp \left\{ \frac{-q\Phi_B}{k_b T} \right\} \quad (3.7)$$

mit der Barrierenhöhe Φ_B des Schottky-Kontakts. Eine reale Laserdiode kann also aus mehreren, seriell verschalteten Dioden bestehen, was zu einem Idealitätsfaktor größer 2 führen kann [80].

In Abbildung 3.1 a) ist die Kleinstromkennlinie eines Lasers auf GaN-Substrat mit logarithmischer Stromachse abgebildet. In die Messkurve ist gepunktet eine lineare Fitgerade eingezeichnet. Aus der Steigung wird der Idealitätsfaktor zu $m = 1,88$ bestimmt, aus dem Stromachsenabschnitt der Sättigungsstrom $I_0 = 1,3 \cdot 10^{-30}$. Die lineare Auftragung der selben Kennlinie ist in 3.1 b) zu sehen. Die Kniespannung U_K ist durch einen Pfeil markiert. Die ebenfalls eingezeichnete Größe U_0 wird im nächsten Abschnitt eingeführt.

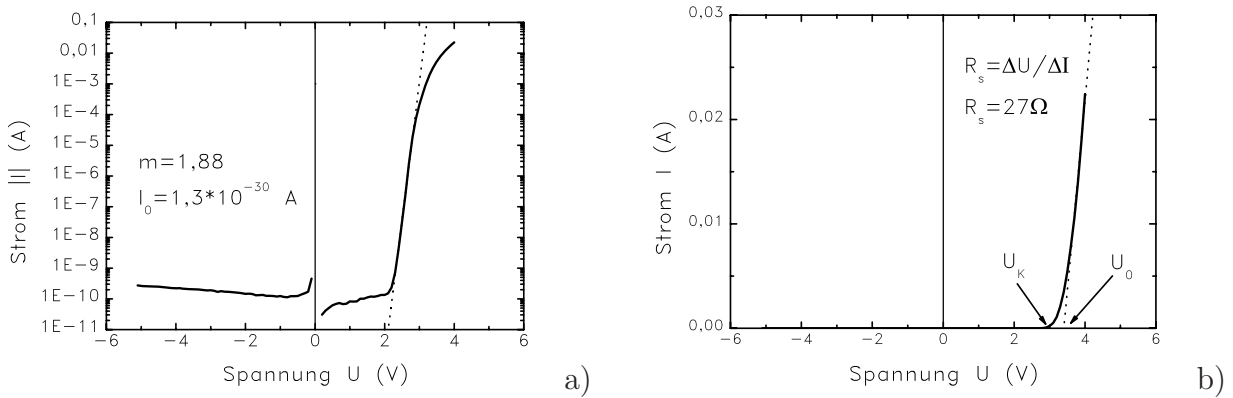


Abbildung 3.1: Kleinstromkennlinie eines Lasers auf GaN Substrat. a) Aus der logarithmischen Auftragung können mit Hilfe des linearen Fits die Kenngrößen Idealfaktor m und Sättigungsstrom I_0 bestimmt werden. b) In die lineare Auftragung ist die Kniespannung U_K sowie eine Fitgerade eingezeichnet, deren Steigung dem Serienwiderstand R_s entspricht. Die Extrapolation dieses linearen Fits auf 0 mA ergibt die Spannung U_0 .

3.1.4 Einfaches Ersatzschaltbild einer realen Diode

Eine Halbleiterdiode besteht nicht nur aus einem pn-Übergang, sondern besitzt zusätzliche Halbleiterschichten und metallische Kontakte. In Abbildung 3.2 ist das einfachste Ersatzschaltbild einer Halbleiterlaserdiode abgebildet, bestehend aus der idealen Diode D , einem seriellen sowie einem parallelen Widerstand.

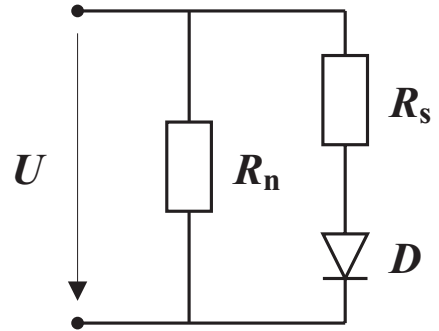


Abbildung 3.2: Einfachstes Ersatzschaltbild einer realen Diode, bestehend aus dem idealen pn-Übergang D und den parasitären Widerständen R_s und R_n .

Der serielle Widerstand R_s berücksichtigt den Ohm'schen Widerstand der zusätzlichen Halbleiterschichten, sowie den der Zuleitungen. An ihm fällt ein Teil der von außen angelegten Spannung ab und er reduziert damit die am pn-Übergang anliegende Spannung um $\Delta U_s = R_s \cdot I$. Er wirkt also um so stärker, je mehr Strom fließt und begrenzt den Stromfluss durch die Diode bei hohen Spannungen. In Abbildung 3.1 b) ist eine lineare Fitgerade eingezeichnet, deren Steigung dem seriellen Widerstand R_s entspricht. Den Schnittpunkt mit der Spannungs-Achse nennt man U_0 . Unter Berücksichtigung von R_s wird Gl. (3.3) zu:

$$I_V(R_s) = I_0 \cdot \exp \left\{ \frac{U - R_s \cdot I_V}{m U_T} \right\}, \quad \text{mit } 1 \leq m \leq 2. \quad (3.8)$$

Der parallele Widerstand ist im Idealfall unendlich hoch. Bei der Messung kleiner Ströme ist die Eingangsimpedanz des Amperemeters parallel zur Laserdiode geschaltet, die etwa $10\text{ G}\Omega$ beträgt und den minimal messbaren Strom auf etwa $0,1\text{ nA}$ begrenzt. Fließt durch das Bauteil ein Leckstrom, wird der parallele Widerstand durch den parasitären Nebenschlusswiderstand R_n dominiert. Da dieser Widerstand einen Stromfluss ermöglicht, während die Diode noch sperrt, beeinflusst er die Diodenkennlinie hauptsächlich bei kleinen Spannungen in Vorwärtsrichtung sowie in Sperrrichtung. Die Bildung eines Nebenschlusses ist eine häufige Ausfallursache der untersuchten Laserdioden und wird deshalb in Kapitel 8 genauer analysiert.

3.1.5 Parasitäre serielle Diode

Vergleicht man die in Abbildung 3.3 dargestellte, gemessene Kleinstromkennlinie mit der gerechneten Kennlinien, stellt man Abweichungen fest, die mit dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 3.2 nicht erklärt werden können.

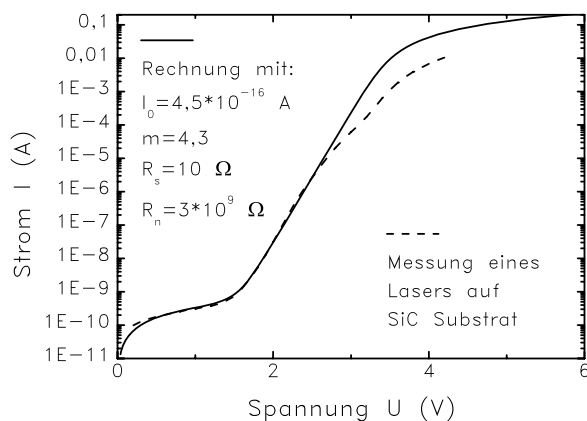


Abbildung 3.3: Kleinstromkennlinie eines Lasers auf SiC-Substrat. Der hohe Idealitätsfaktor ist nicht konform zur Shockley-Gleichung (3.1) und die für den mA-Bereich nötige Spannung wird deutlich zu niedrig kalkuliert.

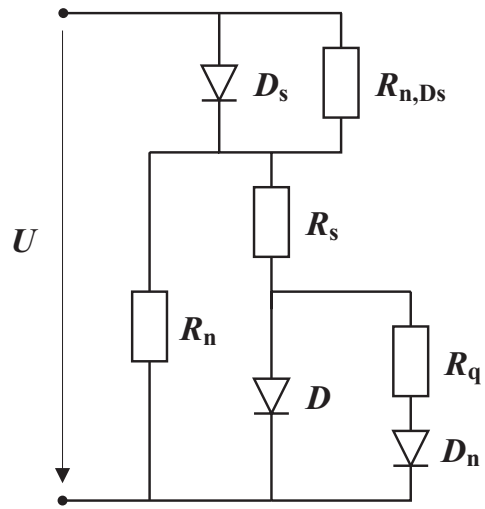
Zum einen beobachtet man, vor allem bei Laserdioden auf SiC-Substrat, Idealitätsfaktoren $m > 2$. Zum anderen ist die gemessene Spannung bei Strömen über $0,1\text{ mA}$ deutlich erhöht, obwohl mit dem aus der Strom-Spannungs-Kennlinie ermittelten Hochstrom-Serienwiderstand gerechnet wurde. Es muss also im Bauteil einen weiteren Spannungsabfall geben, der nicht Ohm'sch ist. In [80] machen Shah et al. für die „anormal hohen Idealitätsfaktoren in AlGaIn/GaN p-n-Übergängen“ weitere, in Serie geschaltete Dioden verantwortlich. Schaltet man mehrere Dioden mit den Idealitätsfaktoren m_i hintereinander, so ergibt sich für die Gesamtschaltung, mit den Vereinfachungen von Gleichung (3.3):

$$m_{\text{gesamt}} = \sum_i m_i. \quad (3.9)$$

Typische Werte der Idealitätsfaktoren bei Laserdioden auf SiC-Substrat liegen im Bereich $m = 4,2$ bis $m = 4,5$. Hier wird angenommen, dass der Übergang vom SiC-Substrat auf die AlGaIn-Pufferschicht Diodencharakter hat. Dieser Übergang existiert bei homoepitaktisch

hergestellten Laserdioden auf GaN-Substrat nicht. Tatsächlich wurde bei den ersten Laserdioden auf hochwertigem GaN-Substrat $m = 2, 4$ und eine verringerte Vorwärtsspannung gemessen. Dieses Ergebnis bestätigt Gleichung (3.9) und berechtigt die Erweiterung des Ersatzschaltbildes einer realen Laserdiode um eine parasitäre, in Reihe geschaltete Diode D_s . Die Parasität kann aber auch noch für eine Reihe von weiteren, seriellen Dioden stehen wie z.B. einem nicht ideal Ohm'schen p-Kontakt oder Bandverbiegungen, die an den zahlreichen Heterogrenzflächen der Epitaxieschichten entstehen. Im Ersatzschaltbild 3.4 wird zur parasitären seriellen Diode ein Nebenschlusswiderstand R_{n,D_s} parallel geschaltet, der aus der idealen parasitären Diode eine verlustbehaftete parasitäre Diode macht. Bei der Modellierung kann mit dem Parameter R_{n,D_s} der Strombereich eingestellt werden, den die Parasität beeinflusst. So bedeutet z.B. $R_{n,D_s} = 0 \Omega$, dass D_s praktisch nicht vorhanden ist.

Abbildung 3.4: Das um zwei parasitäre Elemente erweiterte Ersatzschaltbild einer realen Diode, ausgehend von Abbildung 3.2. Hinzu kommt eine durch R_{n,D_s} verlustbehaftete, in Serie geschaltete Diode D_s sowie eine über den Querleitungswiderstand R_q angeschlossene, parallel geschaltete Diode D_n .



3.1.6 Parasitäre parallele Diode

Trotz diesem recht aufwändigen Ersatzschaltbild können noch nicht alle auftretenden Formen von gemessenen Kleinstromkennlinien nachgebildet werden. So gibt es Dioden, die sich zwar in Sperrrichtung nahezu unauffällig verhalten, in Flussrichtung allerdings eine zu geringe Kniespannung aufweisen, wie z.B. in Abbildung 3.7 a) bzw. 3.7 b) zu sehen ist. Dieses Verhalten legt eine parasitäre, parallel zum pn-Übergang geschaltete Diode nahe. Der Bahnwiderstand vom Ort der Stromeinprägung zur Parasität wird im Ersatzschaltbild 3.4 durch den Querleitungswiderstand R_q repräsentiert. Bei der Modellierung macht ein sehr hoher Wert von R_q die parasitäre parallele Diode D_n wirkungslos. Ursachen für die Bildung einer parallelen Diode werden in Abschnitt 8.1.1 untersucht.

3.1.7 pn-Übergang in Sperrrichtung

Die Strom-Spannungs-Gleichung für eine Diode in Sperrrichtung lautet:

$$I_S = I_0 \cdot \left(\exp \left\{ \frac{U}{U_T} \right\} - 1 \right) \quad \text{mit} \quad U \leq 0. \quad (3.10)$$

Für $U \ll -U_T$ bleibt der Sperrstrom konstant bei $I_S = I_0$. In der Diffusionstheorie ist I_0 proportional abhängig vom elektrischen Feld, das über der Raumladungszone anliegt und damit auch proportional zur Sperrspannung. Daher erwartet man mit steigender Sperrspannung bis zum abrupten Durchbruch einen stetig wachsenden Sperrstrom. Der Sättigungsstrom ist nach Gleichungen (3.5), (3.6) bzw. (3.7) temperaturabhängig, was zu einem größeren Rückwärtsstrom bei erhöhten Temperaturen führt.

In Sperrrichtung kann es, insbesondere bei Halbleitern mit großem Bandabstand, zu einer Generation von Elektron-Loch-Paaren in der Raumladungszone kommen. Der so erzeugte Generationsstrom $I_{G,S}$ nimmt, wie der Rekombinationsstrom in Vorwärtsrichtung, mit steigender Anzahl von NRZ zu.

Als oftmals dominierende Größe für den Sperrstrom addiert sich der Leckstrom I_{Rn} über einen Ohm'schen Widerstand R_n zum Sättigungs- und Generationsstrom, so dass für den gesamten Rückwärtsstrom gilt:

$$I_{S,\text{gesamt}} = I_0(U, T) + I_{G,S} + I_{Rn}. \quad (3.11)$$

3.1.8 Durchbruch in Rückwärtsrichtung

Bei einigen Messungen kann der sogenannte Durchbruch in Rückwärtsrichtung beobachtet werden. Es gibt im wesentlichen 3 Mechanismen:

1. *Thermischer Durchbruch:* die Verlustleistung $P_{el} = I_S \cdot U$, die hauptsächlich in der Raumladungszone erzeugt wird, bewirkt eine Temperaturerhöhung, was wiederum zu einem höheren Sperrstrom führt. Da im GaN-System der Sättigungsstrom, und damit auch der Sperrstrom sehr klein ist, tritt dieser Mechanismus nicht auf.
2. *Tunneldurchbruch:* Das Tunneln von Ladungsträgern durch den pn-Übergang, auch Zener-Effekt genannt. Je höher der Halbleiter dotiert ist, desto kleiner ist die Raumladungszone und desto höher die Tunnelwahrscheinlichkeit. Die Tunnelwahrscheinlichkeit nimmt mit der Temperatur zu, so dass der Durchbruch bei hohen Temperaturen bei kleineren Sperrspannungen auftritt.
3. *Lawinendurchbruch:* Lawinenbildung durch Stoßionisation in der Raumladungszone. Dafür wird eine breite Raumladungszone und eine große freie Weglänge der Ladungsträger benötigt. Unter diesen Umständen kann es z.B. einem Elektron gelingen, aus dem elektrischen Feld eine kinetische Energie $E_{kin} \gtrsim E_g$ aufzunehmen. Mit dieser Energie kann beim Zusammenstoß mit einem Gitteratom ein gebundenes Elektron ins Leitungsband angehoben werden. Mit Erhöhung der Temperatur verkürzt sich die freie Weglänge, was zu einer höheren Durchbruchspannung führt.

Bei den in dieser Arbeit vermessenen Laserdioden ist der pn-Übergang, also die aktive Zone, undotiert und es schließt sich ein schwach dotierter Wellenleiter an. Daher ist die Raumladungszone eher als breit einzustufen, was das Tunneln von Ladungsträgern unwahrscheinlich macht. Der manchmal zu beobachtende Durchbruch in Sperrrichtung kann aber auch z.B. durch eine parasitäre parallele Diode verursacht werden, die deutlich früher durchbricht als der pn-Übergang und ihn so kurzschließt.

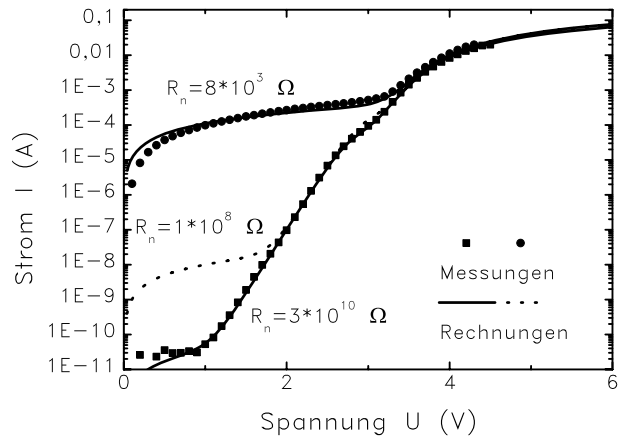
3.1.9 Modellierung von Kleinstromkennlinien

In diesem Abschnitt werden einige Beispiele gezeigt, die den Einfluss parasitärer Elemente auf die Form der Kleinstromkennlinie verdeutlichen. Jede Parasität verändert die Kleinstromkennlinie auf eine charakteristische Art. Wird später eine degradierte Diode auf ihr Kleinstromverhalten hin untersucht, kann die Form der Kennlinie mit den hier exemplarisch gezeigten Kennlinien verglichen werden, um so die dominierende Parasität zu bestimmen. Die Rechnungen beziehen sich auf das Schaltbild aus Abbildung 3.4.

Ohm'scher Nebenschluss

In Abbildung 3.5 ist der Einfluss eines Ohm'schen Nebenschlusswiderstandes zu sehen. Die beiden Messkurven stammen von benachbarten Laserdioden, es kann also davon ausgegangen werden, dass der pn-Übergang identisch ist. Für die Nachbildung der nebenschlussfreien Diode ($R_n = 3 \cdot 10^{10} \Omega$) wurde ein passender Parametersatz erstellt. Durch eine Reduzierung des Nebenschlusswiderstands auf $R_n = 8 \cdot 10^3 \Omega$ kann der gemessene Verlauf der zweiten Laserdiode qualitativ gut nachgebildet werden. Geändert wurde aufgrund der gr o eren Fläche der zweiten Diode auch der Serienwiderstand von $R_s = 30 \Omega$ auf $R_s = 25 \Omega$. Ebenso wurde der Widerstand $R_{n,Ds}$ von $2,5 \text{ k}\Omega$ auf $1 \text{ k}\Omega$ verkleinert, da der Nebenschluss auch die serielle parasitäre Diode mit einschließt. Die beiden Messkurven unterscheiden sich also hauptsächlich durch die Gr o e des Ohm'schen Nebenschlusses. Als weiteres Beispiel ist auch eine Rechnung mit $R_n = 1 \cdot 10^8 \Omega$ eingezeichnet. Ein Ohm'scher Nebenschluss tritt z.B. in Abschnitt 8.1.3 auf.

Abbildung 3.5: Einfluss der Änderung eines Ohm'schen Nebenschlusswiderstandes um über 6 Gr o enordnungen. Da die Messungen von benachbarten Laserdioden stammen, wurden die Parameter des pn-Übergangs konstant gehalten. Lediglich R_s und $R_{n,Ds}$ sind angepasst.



Serielle Diode

Als nächstes soll das Phänomen der hohen Vorwärtsspannung der Laserdiode aus Abbildung 3.3 geklärt werden. Mit Hilfe einer seriellen Diode D_s wird ein zusätzlicher Spannungsabfall erzeugt, wobei diese durch $R_{n,Ds}$ verlustbehaftet ist. In Abbildung 3.6 wird die zusätzliche Potentialbarriere eines Lasers auf SiC-Substrat modelliert. Für beide Rechnungen wurde eine Idealität von $m = 4,5$ verwendet, was darauf hindeutet, dass sich dahinter

ebenfalls eine Serienschaltung von Dioden verbirgt. Wie bereits oben angedeutet sind dies vermutlich der eigentliche pn-Übergang sowie der Heteroübergang SiC – AlGaIn-Puffer. Die hier nachgebildete 3. serielle Diode ist also entweder innerhalb des Schichtsystems oder am p-Kontakt zu suchen.

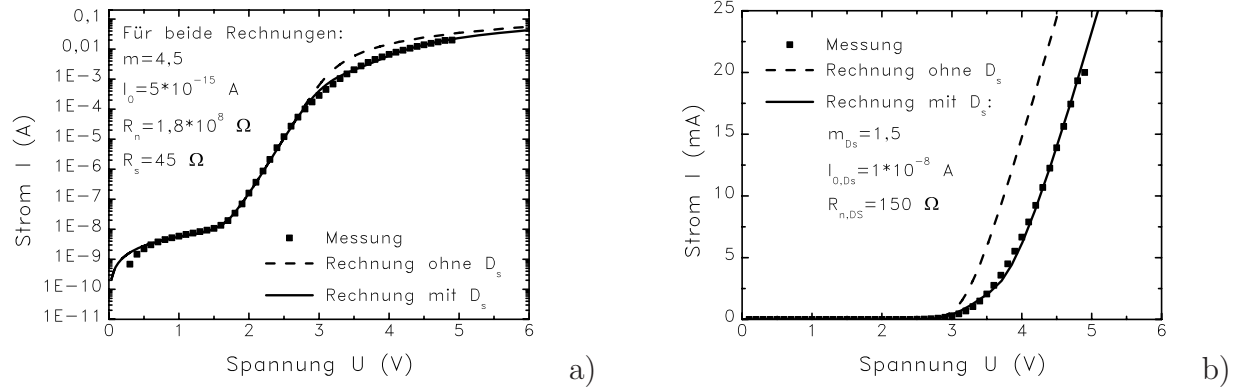


Abbildung 3.6: Die erhöhte Flussspannung einer Laserdiode kann durch eine parasitäre, serielle Diode simuliert werden. In der Modellierung erfolgt die Gewichtung der seriellen Diode über den Strombereich mit Hilfe des Widerstands $R_{n,Ds}$.

Nebenschluss durch parallele Diode

Die Messkurven aus Abbildung 3.7 gehören zu verschiedenen Laserdioden des selben Laserbarrens. Die Ridgebreite ist bei allen $1,5 \mu\text{m}$ groß, dennoch sehen die Kennlinien sehr unterschiedlich aus. In der linearen Auftragung 3.7 b) ist zu sehen, dass bei zwei Dioden bereits bei Spannungen unterhalb von 3 V ein nennenswerter Strom fließt. Die logarithmische Auftragung 3.7 a) zeigt hingegen eine völlig andere Form als die Kurven in Abbildung 3.5.

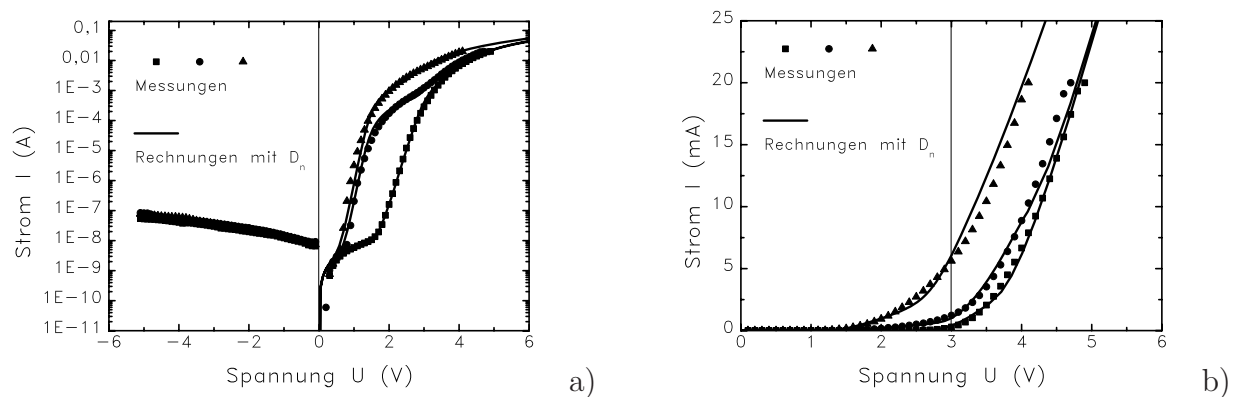


Abbildung 3.7: Diese Form von Kleinstromkennlinien können durch eine parallel geschaltete, parasitäre Diode nachgebildet werden, die über den Querleitungswiderstand R_q an den regulären Strompfad angeschlossen ist.

Ein rein Ohm'scher Leckpfad kann somit als Ursache ausgeschlossen werden, zumal sonst auch ein erhöhter Rückwärtsstrom fließen müsste.

Mit der Berücksichtigung einer parallelen Diode D_n mit einem Sättigungsstrom $I_{0,Dn} < I_0$ können diese Messkurven nachgebildet werden. Da die Kennlinien auch steiler verlaufen, muss die parasitäre Diode auch einen kleineren Idealitätsfaktor $m_{Dn} < m$ besitzen. Der Querleitungswiderstand R_q gibt an, wie gut die parasitäre Diode an den „regulären“ Strompfad angeschlossen ist und beinhaltet sowohl die Leitfähigkeit als auch die Entfernung. Für die Modellierung der verschiedenen Messkurven wurde auch der Parameter I_0 verändert. Mögliche Ursachen für die Bildung einer parallelen Diode werden im Abschnitt 8.1.1 untersucht.

3.2 Kantenemittierende Halbleiterlaser

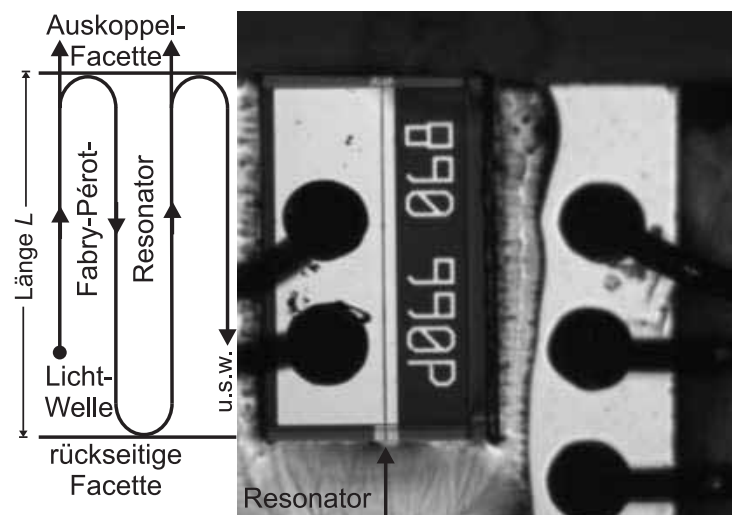
In diesem Kapitel wird die Funktionsweise eines kantenemittierenden Halbleiterlasers näher erläutert. Im ersten Abschnitt 3.2.1 werden die wichtigsten Lasergleichungen zur Berechnung der optischen Ausgangsleistung hergeleitet. Detailliertere Herleitungen finden sich u.a. in den Lehrbüchern von K. J. Ebeling [81], M. Fukuda [82] oder L. A. Coldren und S. W. Corzine [83]. Im Abschnitt 3.2.2 werden den verwendeten physikalischen Größen Werte zugewiesen, mit denen gemessene Laserkennlinien modelliert werden können.

3.2.1 Laser-Gleichungen

Fabry-Pérot-Resonator

Ein Laser besteht aus einer elektrischen oder optischen Pumpquelle und einem optischen Resonator, in dem sich ein verstärkendes Medium befindet. In Abbildung 3.8 ist dieses Konzept schematisch und mit einem Mikroskopbild dargestellt.

Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Aufbaus eines Lasers mit Fabry-Pérot-Resonator und die Umsetzung in eine reale Laserdiode. Der abgebildete Laser hat eine Resonatorlänge von $600\text{ }\mu\text{m}$. Die dunkle Linie, die mit „Resonator“ beschriftet ist, stellt die Rippe des Ridgelasers dar und hat eine Breite von $1,5\text{ }\mu\text{m}$.



Der Halbleiter mit der aktiven Zone aus InGaN/GaN-Quantenfilmen stellt das verstärkende Medium dar. Die Spiegel des Resonators, auch Facetten genannt, werden durch den Übergang von Halbleiter zu Luft gebildet. Aufgrund der Brechungsindizes ergibt sich eine Reflektivität von $R \approx 17\%$. Im so gebildeten Fabry-Pérot-Resonator der Länge L wird spontan erzeugtes Licht einer bestimmten Energie durch stimulierte Emission verstärkt, d.h. Elektron-Loch-Paare rekombinieren und erzeugen Photonen, die alle die gleiche Energie, Phasenlage und Richtung besitzen. Ein Teil des durch stimulierte Emission erzeugten Lichts verbleibt im Resonator und regt weitere Elektron-Loch-Paare zur stimulierten Emission an, der andere Teil wird über die Facetten ausgekoppelt und steht für die Anwendung zur Verfügung. Die Reflektivität der Facetten kann durch das Aufbringen von dielektrischen Schichten, z.B. SiO_2 und TiO_2 verändert werden [84]. Dadurch kann die Reflektivität der rückseitigen Facette auf $R \approx 95\%$ erhöht werden, so dass das Licht nur über die vordere Facette ausgekoppelt wird.

Gewinn

Eine Lichtwelle erfährt im Resonator eine Dämpfung über die Absorption des Halbleiters. Durch Injektion von Ladungsträgern verringert sich die Absorption, bis der Halbleiter für das Licht transparent wird. Die dafür notwendige Ladungsträgerdichte heißt Transparenzladungsträgerdichte n_{tr} . Für eine Ladungsträgerdichte $n > n_{\text{tr}}$ wird die Absorption negativ, d.h. die Lichtwelle erfährt eine Verstärkung mit dem Gewinn g . Ab $n > n_{\text{tr}}$ ist die Besetzungsinversion der Energiezustände erreicht. Dies bedeutet, dass der Abstand der Quasiferminiveaus von Elektronen $E_{\text{F,e}}$ und Löcher $E_{\text{F,h}}$ größer als der Bandabstand E_g ist:

$$E_{\text{F,e}} - E_{\text{F,h}} > E_g. \quad (3.12)$$

Der Gewinn g ist von der Ladungsträgerdichte n abhängig. Für kantenemittierende Laserdioden stehen zwei Modelle zur Verfügung. Für Doppel-Heterostruktur-Laser beschreibt ein lineares Gesetz [81] den Zusammenhang über einen großen Bereich, für Quantenfilm-Laser verwendet man eine logarithmische Abhängigkeit [83]:

$$g_{\text{lin}} = a(n - n_{\text{tr}}) \quad (3.13)$$

$$g_{\text{log}} = g_0 \ln(n/n_{\text{tr}}). \quad (3.14)$$

Die Größen a und g_0 sind materialabhängige, differenzielle Gewinnkoeffizienten. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Quantenfilm-Lasern wird daher mit dem logarithmischen Modell aus Gleichung (3.14) gerechnet.

Die optische Welle besitzt in vertikaler Richtung eine deutlich größere Ausdehnung als die aktive Zone und muss in einem Wellenleiter geführt werden (siehe Abbildung 2.10). Dieser Aufbau, bei dem die Ladungsträger und die optische Welle getrennt voneinander geführt werden, heißt SCH-Struktur (separate confinement heterostructure). Eine Konsequenz daraus ist, dass nur ein kleiner Teil der optischen Welle mit dem verstärkenden Medium überlappt. Dies wird in den Gleichungen mit dem Füllfaktor Γ berücksichtigt, der das Überlappintegral von optischer Mode mit der verstärkenden Schicht bildet.

Eine optische Welle erfährt im Resonator durch Absorption in ungepumpten Bereichen und an freien Ladungsträgern, sowie durch Streuung z.B. an Heterogrenzflächen und Defekten die intrinsischen Verluste α_i . Zudem verlässt ein Teil des verstärkten Lichts den Resonator über die Auskoppelfacetten, was als Spiegelverluste α_s bezeichnet wird. Diese sind abhängig von der Reflektivität der Facetten und werden verteilt auf die Resonatorlänge L angegeben:

$$\alpha_s = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (3.15)$$

Die Laserschwelle ist genau dann erreicht, wenn der Gewinn g alle Verluste ausgleicht, also wenn gilt:

$$\Gamma \cdot g_{th} = \alpha_i + \alpha_s. \quad (3.16)$$

Dabei bezeichnet g_{th} den Schwellgewinn.

Optische Ausgangsleistung

Die Ladungsträgerdichte n in der aktiven Zone hängt von der injizierten Stromdichte j , der Elementarladung q und der Dicke der aktiven Schichten d ab:

$$j = \frac{n \cdot q \cdot d}{\tau_s \cdot \eta_i}. \quad (3.17)$$

Die interne Effizienz $\eta_i = \eta_j \cdot \eta_{iqe}$ berücksichtigt zwei Mechanismen:

1. Injektionseffizienz η_j : nicht alle Ladungsträger werden vom Quantenfilm eingefangen, ein gewisser Anteil rekombiniert z.B. in den Barrieren.
2. Interne Quanteneffizienz η_{iqe} : nicht jedes injizierte Elektron-Loch-Paar rekombiniert strahlend, es gibt auch nichtstrahlende Rekombinationsprozesse.

Die Ladungsträger-Lebensdauer für spontane Rekombination τ_s setzt sich aus den Lebensdauern für strahlende (τ_r) und nichtstrahlende (τ_{nr}) Rekombination zusammen:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}. \quad (3.18)$$

An der Laserschwelle gilt Gleichung (3.16). Mit dem Ausdruck für den Gewinn aus Gleichung (3.14) ergibt sich für die Ladungsträgerdichte n_{th} an der Schwelle:

$$n_{th} = n_{tr} \cdot \exp \left\{ \frac{\alpha_i + \alpha_s}{\Gamma \cdot g_0} \right\}. \quad (3.19)$$

Für die Schwellstromdichte j_{th} erhält man mit Gleichung (3.17) den Ausdruck:

$$j_{th} = j_{tr} \cdot \exp \left\{ \frac{\alpha_i + \alpha_s}{\Gamma \cdot g_0} \right\}, \quad (3.20)$$

mit der Transparenzstromdichte j_{tr} :

$$j_{\text{tr}} = \frac{n_{\text{tr}} \cdot q \cdot d}{\tau_s \cdot \eta_i}. \quad (3.21)$$

Unterhalb der Laserschwelle emittiert der Laser wie die LED Licht aus spontaner, strahlender Rekombination. Ab der Schwelle setzt stimulierte Emission ein, was eine gerichtete, kohärenten Strahlung mit sehr schmalen Emissionsspektrum erzeugt.

Der Gewinn g bleibt oberhalb der Laserschwelle gleich dem Schwellgewinn g_{th} (für konstantes α_i und α_s), was bei konstanter Temperatur eine konstante Ladungsträgerdichte $n = n_{\text{th}}$ zur Folge hat. Jedes zusätzlich in die aktive Zone injizierte Ladungsträgerpaar wird durch stimulierte Emission vernichtet. Davon verlässt der Bruchteil $\alpha_s/(\alpha_i + \alpha_s)$ den Resonator. Dieses Verhältnis von ausgekoppelter optischer Ausgangsleistung zu injiziertem Strom nennt man externen differentiellen Quantenwirkungsgrad η_d :

$$\eta_d = \frac{dP_{\text{opt}}}{dI} \cdot \frac{q}{\hbar\omega} = S \cdot \frac{q\lambda}{hc} = \eta_i \cdot \frac{\alpha_s}{\alpha_i + \alpha_s}. \quad (3.22)$$

Dabei steht $\hbar\omega = hc/\lambda$ für die Photonenenergie. Die Steigung der optischen Ausgangsleistung P_{opt} über dem Strom I wird Steilheit S genannt und kann messtechnisch erfasst werden. Bei einer Laserwellenlänge von $\lambda = 400 \text{ nm}$ entspricht der maximal erreichbare differentiell Quantenwirkungsgrad $\eta_d = 1$ einer Steilheit von $S = 3,1 \text{ W/A}$.

Die optische Ausgangsleistung eines Lasers lässt sich also ausdrücken als:

$$P_{\text{opt}}(I) = \frac{\hbar\omega}{q} \cdot (I - I_{\text{th}}) \cdot \eta_d = (I - I_{\text{th}}) \cdot S. \quad (3.23)$$

Der Schwellstrom I_{th} berechnet sich aus der Schwellstromdichte j_{th} und der stromdurchflossene Fläche A zu:

$$I_{\text{th}} = j_{\text{th}} \cdot A = j_{\text{th}} \cdot L \cdot w, \quad (3.24)$$

wobei L für die Resonatorlänge und w für die Breite steht. Beim Ridgellaser entspricht w etwa der Rippenbreite. Beim Oxidstreifenlaser ist w etwas größer als die Streifenbreite, da die Stromaufweitung im p-Gebiet berücksichtigt werden muss.

3.2.2 Modellierung von Laserkennlinien

Um mit den Gleichungen aus dem vorigen Abschnitt arbeiten zu können, ist die Kenntnis einiger physikalischer Größen notwendig. Anhand der in Abbildung 3.9 aufgetragenen Laserkennlinien werden diese nun abgeschätzt.

Nach Gleichung (3.22) haben nur die interne Effizienz und die optischen Verluste Einfluss auf den externen differentiellen Quantenwirkungsgrad. Sind die Reflektivitäten der Facetten und die Resonatorlänge bekannt, können die Spiegelverluste α_s berechnet werden. In Tabelle 3.1 sind diese für eine Resonatorlänge von $L = 600 \mu\text{m}$ für die verwendeten Kombinationen der Facetten-Reflektivitäten R_1 und R_2 eingetragen.

Tabelle 3.1: Spiegelverluste α_S bei einer Resonatorlänge von $L = 600 \mu\text{m}$ bei typischen Kombinationen der Facetten-Reflektivitäten.

R_1	R_2	α_S
17 %	17 %	$29,5 \text{ cm}^{-1}$
17 %	95 %	$15,2 \text{ cm}^{-1}$
50 %	95 %	$6,2 \text{ cm}^{-1}$

Die intrinsischen Verluste können z.B. über die variable Strichlängenmethode [85] ermittelt werden, bei der die Quantenfilme über einen in der Länge variablen, strichförmigen Laserspot optisch angeregt werden. Durch Analyse der verstärkten spontanen Emission aus der Kante der Probe können Aussagen über den Gewinn und die intrinsischen Verluste gemacht werden ($\alpha_i \approx 10 - 40 \text{ cm}^{-1}$ [86]).

Eine weitere Methode ist die Hakki-Paoli-Verstärkungsmessung [51], bei der die Laserdioden unterhalb der Laserschwelle elektrisch betrieben werden und hochauflösende Spektren der Elektrolumineszenz aufgenommen werden. Durch Auswertung von Maxima und Minima der longitudinalen Moden kann die Verstärkung in Abhängigkeit der Energie ermittelt werden. An der niederenergetischen Seite, bei der keine Verstärkung mehr auftritt, können die intrinsischen Verluste bestimmt werden ($\alpha_i = 40 - 42 \text{ cm}^{-1}$ [52, 67]). Bei (Al/In)GaN-basierenden Laserdioden auf SiC- oder GaN-Substrat ist der Brechungsindex des Substrates größer als der Brechungsindex der Mantelschicht. Daher kann Licht, das durch die Mantelschicht nicht vollständig gedämpft wird, im Substrat geführt werden. Diese Substratmoden führen zu einer starken Modulation des ermittelten Gewinnspektrums und erschweren so eine zuverlässige Bestimmung von α_i . Ein weiterer Nachteil dieser Methode ist der Betrieb unterhalb der Laserschwelle. So werden die Verluste der beiden Wellenleiter in etwa gleich stark bewertet. Im Laserbetrieb wird aber nur noch sehr wenig Licht im parasitären Wellenleiter geführt [68], so dass dessen Verluste kaum Auswirkungen auf das Licht der stimulierten Emission haben.

Eine häufig verwendete Messmethode ist die gleichzeitige Bestimmung von α_i und η_i an einer Serie von Laserdioden mit unterschiedlichen Resonatorlängen. Dabei trägt man den inversen, externen differentiellen Quantenwirkungsgrad $1/\eta_d$ als Funktion über der Resonatorlänge auf. Aus der Steigung der Fitgeraden liest man α_i ab, aus dem Schnittpunkt mit der Ordinate η_i . Mit dieser Methode bestimmte Uchida et al. eine Verbesserung der intrinsischen Verluste von $\alpha_i = 45 \text{ cm}^{-1}$ auf 26 cm^{-1} durch Einführung eines asymmetrischen Wellenleiters [87]. Eine weitere Senkung auf $\alpha_i = 13,6 \text{ cm}^{-1}$ bei einer gleichzeitig hohen internen Effizienz von $\eta_i = 0,94$ gelang dadurch, dass der Überlapp der optischen Welle mit Magnesium dotierten Schichten durch eine undotierte Zwischenschicht verringert wurde [87]. Kuramoto et al. ermittelten an ihren Laserdioden $\alpha_i = 26 \text{ cm}^{-1}$ und $\eta_i = 0,96$ [88]. V. Kümmler bestimmte $\alpha_i = 26 \text{ cm}^{-1}$ und $\eta_i = 0,54$ an einer Laserdiode auf SiC-Substrat [89].

Zur Modellierung der Laserkennlinie auf SiC-Substrat in Abbildung 3.9 wird mit $\lambda = 405 \text{ nm}$, $\alpha_S = 6,2 \text{ cm}^{-1}$ und $\alpha_i = 26 \text{ cm}^{-1}$ gerechnet. Zur Anpassung an die gemessene Steilheit von $S = 0,32 \text{ W/A}$ dient eine interne Effizienz von $\eta_i = 0,57$. Diese Werte stimmen gut mit den Ergebnissen von V. Kümmler überein, der seine Messungen an vergleichbaren Laserstrukturen durchgeführt hat.

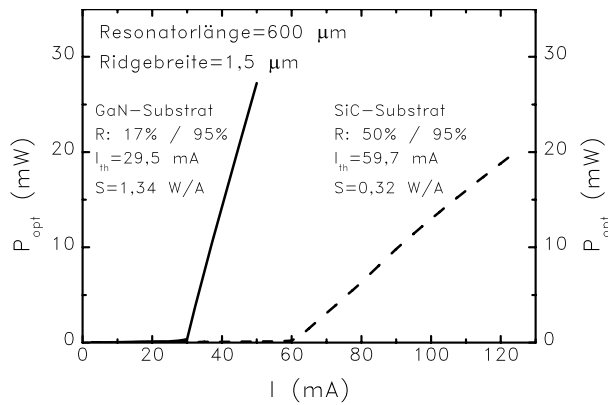


Abbildung 3.9: Licht-Strom-Kennlinien von Ridgelaserdioden auf SiC-Substrat und GaN-Substrat.

Für die Bestimmung der Schwelle nach den Gleichungen (3.20) und (3.21) benötigt man neben der Anzahl und der Dicke der Quantenfilme auch den Füllfaktor Γ . Dieser kann mit Hilfe der Transfer-Matrix-Methode bestimmt werden.

Die Transparenzladungsträgerdichte kann mit Hilfe der variablen Strichlängenmethode ermittelt werden. Hangleiter et al. bestimmte $n_{tr} = 1,3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ an einer GaInN/GaN-Doppel-Heterostruktur [90], ebenso wie M. Röwe an einer Laserdiode mit InGaN-Quantenfilmen [85].

Zwei sehr schwer zu bestimmende Größen sind der differentielle Gewinnkoeffizient g_0 und die Ladungsträger-Lebensdauer τ_s . Jursėnas et al. bestimmten $g_0 = 2300 \text{ cm}^{-1}$ für Laser auf Saphir-Substrat und $g_0 = 7200 \text{ cm}^{-1}$ für Laser auf GaN-Substrat [91]. Aus den Messungen von M. Röwe [85] ermittelt V. Kümmler in [89] ein mittleres g_0 von 3744 cm^{-1} . Piprek et al. bestimmten τ_s zu $0,5 \text{ ns}$ [92], Witzigmann et al. zu $0,9 \text{ ns}$ [50]. Verwendet man $g_0 = 3744 \text{ cm}^{-1}$, kann die Schwelle des Lasers auf SiC-Substrat aus Abbildung 3.9 mit $\tau_s = 0,59 \text{ ns}$ nachgebildet werden, was im Bereich der publizierten Werte liegt.

Der Laser auf GaN-Substrat in Abbildung 3.9 hat eine deutlich höhere Steilheit als der Laser auf SiC-Substrat. Dies ist zum einen auf die niedrigere Reflektivität der Auskoppel-facetten zurückzuführen. Trotzdem müssen sowohl die intrinsischen Verluste als auch die interne Effizienz angepasst werden, um die hohe Steilheit von $S = 1,34 \text{ W/A}$ zu erreichen. Als sinnvolle Werte werden $\alpha_i = 15 \text{ cm}^{-1}$ und $\eta_i = 0,89$ angenommen. Eine obere Abschätzung für die intrinsischen Verluste erhält man, wenn die interne Effizienz zu $\eta_i = 1$ angenommen wird, was einen Wert von $\alpha_i = 18,7 \text{ cm}^{-1}$ ergibt.

Verwendet man in den Gleichungen (3.20) und (3.21) als differentiellen Gewinnfaktor den von [91] für Homoepitaxie ermittelten Wert $g_0 = 7200 \text{ cm}^{-1}$, wird die Schwelle $I_{th} = 29,5 \text{ mA}$ mit $\tau_s = 0,83 \text{ ns}$ erreicht.

Aufgrund der Homoepitaxie auf defektreduziertem Substrat ist die Kristallqualität der aktiven Zone des Lasers auf GaN-Substrat deutlich verbessert, was zu einem höheren η_i , g_0 und τ_s im Vergleich zum Laser auf SiC-Substrat führt. Die reduzierte Anzahl von Linienversetzungen reduziert zudem die optischen Streuverluste, was eine Verbesserung von α_i bewirkt. Der Laser auf GaN-Substrat ist also dem auf SiC-Substrat in jedem Parameter überlegen, was zu einer deutlich niedrigeren Laserschwelle bei gleichzeitig höherer Steilheit führt. Die ermittelten Werte für beide Laser sind in Tabelle 3.2 gegenübergestellt.

Tabelle 3.2: Gegenüberstellung der physikalischen Werte, die für die Modellierung der Laserkennlinien in Abbildung 3.9 sinnvoll verwendet werden können.

physikalische Größe	Laser auf	
	SiC-Substrat	GaN-Substrat
λ [nm]	405	405
d [nm]	7,5	10,5
Γ	0,024	0,039
n_{tr} [cm ⁻³]	$1,3 \cdot 10^{19}$	$1,3 \cdot 10^{19}$
α_{S} [cm ⁻¹]	6,2	15,2
α_{i} [cm ⁻¹]	26	15
η_{i}	0,57	0,89
g_0 [cm ⁻¹]	3744	7200
τ_{s} [ns]	0,59	0,83

Kapitel 4

Messplätze und -Methoden

Die Eigenschaften der Laserdioden hängen stark von Aufbau und Qualität der epitaktischen Schichten ab. Für die Entwicklung leistungstarker Laserdioden mit hoher Lebensdauer ist eine zeitnahe Charakterisierung der Bauteile und der einzelnen Prozessschritte notwendig, was auch die automatisierte Messung von Teststrukturen einschließt. Die zur Analyse der Materialeigenschaften eingesetzten Methoden werden in Abschnitt 4.1 kurz vorgestellt.

Anschließend werden Messplätze vorgestellt, die zur Charakterisierung der Laserdioden bezüglich ihren optischen und elektrischen Eigenschaften verwendet werden. Dabei stehen für Messungen von Laserbarren und von montierten Bauelementen eigene Messplätze zur Verfügung, die in den Abschnitten 4.2 und 4.3 beschrieben werden.

Die Ausgangsleistung und somit auch die Lebensdauer eines Lasers im CW-Betrieb wird stark durch die Temperatur des Bauteils, und damit auch vom thermischen Widerstand R_{th} beeinflusst. Daher werden in Abschnitt 4.4 einige Methoden zur Bestimmung des thermischen Widerstands vorgestellt.

4.1 Analyse der Materialeigenschaften

Um elektrische Messungen an Laserdioden mit Varianten der Epitaxie oder der Prozesstechnologie korrelieren zu können, ist eine Charakterisierung der Materialeigenschaften notwendig. Einige verwendete Methoden werden hier kurz vorgestellt.

4.1.1 Bestimmung der Defektdichte

Die in dieser Arbeit angegebenen Defektdichten auf SiC-Substrat wurden als EPD (etch pit density) nach dem in [93] und [94] beschriebenen Verfahren bestimmt. Dabei werden die Wafer heißer Phosphorsäure ausgesetzt, die selektiv an Gitterstörungen ätzt. Mit dem AFM (atomic force microscope) werden die angeätzten Defekte sichtbar gemacht und ausgezählt. Das AFM kann mit Hilfe einer Silizium-Nadel Oberflächen mit einer Tiefenauflösung im sub-nm-Bereich abrastern. Karl Engl konnte mit TEM-Analysen die Zuordnung der kleinen

Ätzpunkte zu Stufenversetzungen und der großen, hexagonalen Ätzkratern zu Linienversetzungen mit Schraubenanteil herstellen [47].

Die Abstände der Defekte auf GaN-Substrat sind für die Verwendung des AFMs zu groß. Daher musste ein neues Verfahren zur Bestimmung der reduzierten Defektdichte entwickelt werden. Dies geschah an der Universität Regensburg mit Hilfe der μ -PL. Die orts aufgelöste Photolumineszenz-Messung ermöglicht einen größeren Abtastbereich, in dem Defekte als schwarze Punkte erscheinen [95, 96].

4.1.2 Charakterisierung der epitaktischen Schichten

Direkt nach der Epitaxie wird der Wafer in einem Röntgendiffraktometer (XRD: x-ray diffractometry) vermessen. Damit ist es möglich, Aussagen über die Schichtdicken in der aktiven Zone, der Strukturqualität, Verspannungen, Gitterfehler, Kristallorientierung und Gitterkonstanten der Epitaxieschichten zu treffen. Sie wird z.B. zur Beurteilung der Qualität der epitaktischen Schichten verwendet.

Zur Kontrolle der Schichtdicken und des Anteils an eingebautem Aluminium oder Indium kann eine SIMS-Analyse (secondary ion mass spectroscopy) direkt an der Epi-Scheibe durchgeführt werden. Dabei erhält man auch Informationen über die Höhe und den Verlauf der Magnesium- und Silizium-Dotierung. Diese Informationen wurden z.B. für die Bandstruktur-Berechnungen von Abbildung 2.9 verwendet. Wichtig sind die Angaben der Schichtdicken zur Bestimmung der optimalen Äztiefe für den Ridgelaser. Die SIMS-Messungen wurden meistens am Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik IAF in Freiburg von Manfred Maier durchgeführt [97, 98].

Hochauflösende Bilder im Querschnitt, die Aufschluss über z.B. die Dicke und Homogenität der Quantenfilme geben, konnten an der Universität Regensburg mit einem TEM (transmission electron microscope) aufgenommen werden. Der Einbau von Indium vergrößert nach dem Vegard'schen Gesetz die Gitterkonstante. Mit einer DALI-Software (digital analysis of lattice images) ist es möglich, die räumliche Verteilung der Indiumkonzentration darzustellen [47]. Da die Herstellung der nur 20–40 nm dicken Querschnittspräparate sehr aufwändig ist, wird diese Analyse nur an speziell ausgesuchten Proben durchgeführt.

4.1.3 Lokalisierung von Leckstrompfaden

Zum Auffinden von Leckstrompfaden wurden bei Infineon Regensburg Analysen mit einem Emissions-Mikroskop (Emmi) durchgeführt (siehe Kapitel 8.1.1). Es besteht aus einer CCD-Kamera, die im nahen IR-Bereich empfindlich ist, und einem optischen Mikroskop. Dieser Aufbau befindet sich in einer Dunkelkammer, um geringste Emissionen der Probe auch mit Belichtungszeiten von mehreren Sekunden detektieren zu können. Die Probe wird mit einer Sperrspannung beaufschlagt, was mit Hilfe einer Nadel auch bei Laserbarren möglich ist. Ladungsträgertransport über Störstellen, Oberflächenzustände u.s.w. werden oft von einer Emission im nahen Infrarot begleitet, welche von der CCD-Kamera detektiert wird. Fließt der Strom über einen Ohm'schen Widerstand, findet keine Emission statt.

Dieses Verfahren wird beispielsweise auch zur Fehlerdiagnose von VSCELs (vertical cavity surface emitting lasers) angewendet [99]. Eine genauere Beschreibung über den Aufbau und die detektierbaren Mechanismen finden sich in [100].

4.2 Messungen der Laser im Barrenverbund

Zur Charakterisierung der Laserbarren stehen zwei verschiedene Messplätze zur Verfügung. Bei beiden Messplätzen werden die Laserbarren auf eine Barrenunterlage gelegt und gepulst betrieben, um eine Selbstaufheizung der Bauteile zu vermeiden. Die Temperatur der Barrenunterlage kann über ein Peltierelement eingestellt werden.

4.2.1 Barrenmessplatz

Die Standardmessungen werden an einem automatisierten Messplatz durchgeführt, bei dem jeder Laser eines Barrens gemessen wird. Für einen guten thermischen und elektrischen Kontakt wird der Barren mit Vakuum an die Barrenunterlage gesaugt. Die optische Leistung aus beiden Facetten wird über je eine Photodiode gemessen. Bei ausgewählten Dioden wird das Licht der Auskoppelfacetten in ein Glasfaserbündel eingekoppelt und von einem Gitter-Spektrometer Ando AQ-6315A mit einer Genauigkeit von etwa 1 nm die Laserwellenlänge ermittelt. Die Stromeinprägung erfolgt mit einem Tastverhältnis von 1/1000 und einer Pulsdauer von 300 ns bis zu einer maximalen Stromstärke von 2 A, wobei die Spannung ebenfalls erfasst wird. Eine automatisierte Auswertung ermittelt für jeden Laser die Kenngrößen Schwelle, Steilheit, Serienwiderstand, die Spannung U_0 und gegebenenfalls die Laserwellenlänge.

Mit dem Barrenmessplatz werden u.a. unverspiegelte Oxidstreifenlaser gemessen. Mit den Messergebnissen mehrerer Barren aus jedem Bereich des Wafers wird die Qualität und die Homogenität der Epitaxie beurteilt.

Auch Ridgelaser werden an diesem Messplatz charakterisiert. Die Daten der unverspiegelten Laser entscheiden, welche Laserbarren eine Facettenverspiegelung erhalten. Nach dem Verspiegeln werden die Laserbarren erneut vermessen, wobei mit der rückseitigen Photodiode der Transmissionsgrad des hochreflektierenden Spiegels gemessen wird. Aus dem Vergleich von Schwelle und Steilheit einer unverspiegelten Laserdiode mit den entsprechenden Daten nach der Verspiegelung kann die Qualität der Facettenbeschichtung beurteilt werden. Die Messungen am verspiegelten Laserbarren dienen als Auswahlkriterium für die Montage.

4.2.2 Mikroskopmessplatz

Für Analysen an einzelnen Laserdioden, die nicht am automatisierten Messplatz durchgeführt werden können, steht ein Handmessplatz mit Mikroskop zur Verfügung. Hier kann beispielsweise die optische Ausgangsleistung mit einem kalibrierten Photodetektor PD 300

von Ophir vermessen werden. Für die Stromeinprägung und den separaten Spannungsabgriff werden Messnadeln verwendet, die über Mikromanipulatoren positioniert werden. Als Kontaktierhilfe und zur Dokumentation steht eine monochrome CCD-Kamera mit Monitor und Videokarte für den PC zur Verfügung.

Für die Messung von Strom-Spannungs- bzw. Strom-Licht-Kennlinien im Pulsbetrieb wird ein Pulsgenerator HP 8114A und ein Oszilloskop Tektronix TDS 3024B verwendet. Bei einem Tastverhältnis von 1/100 beträgt die Pulslänge $\tau = 300$ ns oder $\tau = 500$ ns. Als CW-Strom- bzw. Spannungsquelle und Strom- bzw. Spannungsmessgerät steht eine SMU (source and measurement unit) Keithley 2400 zur Verfügung, womit z.B. Kleinstromkennlinien von Laserdioden im Barrenverbund gemessen werden können. Mit einem Peltierelement und einem NTC wird die Wärmesenke mit einem Temperaturregler vom Typ Profile TED 350 auf $T_{\text{HS}} = 25^\circ\text{C}$ stabilisiert.

Mit dem Mikroskopmessplatz können auch vereinzelte Bauteile vermessen werden. So kann z.B. der Einfluss des Vereinzeln auf die Kleinstromkennlinien analysiert werden. Mit Hilfe dieser Messungen, im Vergleich zum visuellen Eindruck, also der Größe und Anzahl von Ausbrüchen und Rissen, wird das Verfahren zum Trennen der Laser optimiert (siehe Abschnitt 8.1.1). Da das Handling von vereinzelter Laserdioden schwierig und aufwändig ist und mit einem gewissen Anteil an Verlust bzw. beschädigten Bauteilen zu rechnen ist, wird diese Messung nicht standardmäßig durchgeführt.

4.3 Messungen an montierten Bauelementen

Durch die Montage der Laserdioden auf Wärmesenken (siehe Abschnitt 2.7) verbessert sich in erster Linie die thermische Wärmeabfuhr des Bauteils und reduziert so die Temperatur der aktiven Zone. Dies ermöglicht in vielen Fällen erst den CW-Betrieb und ist für das Erreichen langer Lebensdauern in jedem Fall notwendig.

Zwischen der Messung im Barrenverbund und der Messung am montierten Bauteil sind einige Prozessschritte wie das Vereinzeln, Löten und Bonden der Laser notwendig. Auf Messungen zwischen diesen einzelnen Schritten wird in der Regel verzichtet, da das zusätzliche Handling die Funktion der Laserdioden beeinträchtigen kann.

Für den Betrieb montierter Laserdioden benötigt man eine passende Halterung mit den entsprechenden elektrischen Anschlüssen, in der die Temperatur der Bauteile geregelt werden kann. An dem zur Charakterisierung der elektrischen und optischen Eigenschaften verwendeten Messplatz steht die gleiche Peripherie wie am Mikroskopmessplatz (Abschnitt 4.2.2) zur Verfügung.

Nach der Montage durchlaufen alle Laser zuerst eine Charakterisierung, bei der eine Kleinstromkennlinie, eine Strom-Spannungs- sowie eine Strom-Licht-Kennlinie im CW-Betrieb aufgenommen wird. Die optische Ausgangsleistung wird an diesem Messplatz mit einem Leistungsmessgerät vom Typ Ophir Laserstar in einer Ulbrichtkugel gemessen. Weichen die daraus ermittelten Kenngrößen in stärkerem Maße von denen der Barrenmessungen ab, ist der Laser möglicherweise beschädigt und wird daher nicht für Alterungsexperimente verwendet.

An der Kleinstromkennlinie können rein elektrische Eigenschaften abgelesen werden und z.B. Art und Stärke eines Nebenschlusspfades beurteilt werden (Abschnitt 3.1.9). Durch den direkten Vergleich der Kleinstromkennlinie zwischen einer Laserdiode im Barrenverbund und im montierten Zustand kann das Lötverfahren beurteilt bzw. optimiert werden, wie es in Abschnitt 8.1.1 beschrieben ist.

Mit der CW-Kennlinie wird der Spannungs- und Lichtverlauf über dem eingepprägten Strom aufgenommen. In Abbildung 4.1 ist beispielhaft die CW-Kennlinie eines Lasers auf GaN-Substrat dargestellt. Als Kenngrößen werden der Schwellstrom $I_{th} = 29,5 \text{ mA}$ bzw. die Schwellstromdichte $j_{th} = 3,3 \text{ kA/cm}^2$, die Steilheit $S = 1,3 \text{ W/A}$ sowie $R_s = 24 \Omega$ und $U_0 = 4,4 \text{ V}$ ermittelt. Die Spannung an der Schwelle beträgt $U_{th} = 5,0 \text{ V}$. Der Laser besitzt eine Ridgebreite von $1,5 \mu\text{m}$ und eine Resonatorlänge von $600 \mu\text{m}$. Die rückseitige Facette ist mit etwa 95 % verspiegelt, die Auskoppelfacette mit 17 %.

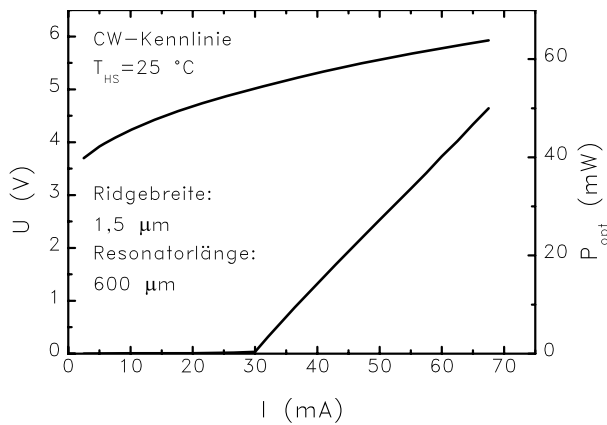


Abbildung 4.1: CW-Kennlinie eines Lasers auf GaN-Substrat mit einem Schwellstrom von $I_{th} = 29,5 \text{ mA}$ und einer Steilheit von $S = 1,3 \text{ W/A}$. Aus der Strom-Spannungs-Kennlinie werden die Werte $U_{th} = 5,0 \text{ V}$, $R_s = 24 \Omega$ und $U_0 = 4,4 \text{ V}$ ermittelt.

Um thermische Einflüsse bei der Kennlinienmessung ausschließen oder charakterisieren zu können, werden auch Messungen im Pulsbetrieb aufgenommen. Zur Erfassung des Spektrums im gepulsten oder im CW-Betrieb wird ein Gitter-Spektrometer Ando AQ-6315A verwendet. Mit einer Linse kann das Laserlicht in eine Glasfaser mit $200 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser eingekoppelt werden. Die maximale Auflösung beträgt mit dieser Faser etwa 1 nm .

4.4 Thermischer Widerstand

Der thermische Widerstand R_{th} gibt an, wie gut Wärme, die aufgrund der Verlustleistung ΔP_{verl} entsteht, aus einem Bauelement abgeführt werden kann. Der thermische Widerstand bestimmt somit die Temperaturerhöhung ΔT im Laser und ist definiert als:

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{\Delta P_{verl}}. \quad (4.1)$$

Im Abschnitt 4.4.1 wird genauer auf die einzelnen Komponenten des thermischen Widerstands eingegangen. Abschnitt 4.4.2 beschäftigt sich mit der Bestimmung des thermischen Widerstandes an Laserdioden, wohingegen Abschnitt 4.4.3 eine Möglichkeit aufzeigt, bei der sich das Bauteil nicht im Laserbetrieb befinden muss.

4.4.1 R_{th} des montierten Lasers

Der thermische Widerstand setzt sich aus mehreren Teilwiderständen zusammen, die aufsummiert werden müssen. Im einzelnen sind dies die Beiträge des pn-Übergangs, der Halbleiterschichten, der Lötverbindungen und des Wärmespreizers. Der Beitrag des Wärmespreizers hängt in erster Linie vom Material ab. Zur Verfügung stehen SiC mit einer Wärmeleitfähigkeit von $\kappa = 340 \text{ W/mK}$ und CVD-Diamant mit $\kappa \approx 1000 \text{ W/mK}$. Zu berücksichtigen ist aber auch die Fläche der Wärmequelle. Da die Laser meistens eine Resonatorlänge von $600 \mu\text{m}$ aufweisen, ist diese nur in der Breite variabel. Für die p-side-down-Montage wirkt als Breite der Wärmequelle etwa die Ridgebreite. Bei der p-side-up-Montage erfolgt bereits im Substrat eine Wärmespreizung. In der Simulation wird daher als Breite der Wärmequelle für die p-side-up-Montage die Breite des Chips von $300 \mu\text{m}$ verwendet. Abbildung 4.2 stellt den Beitrag des Wärmespreizers zum thermischen Widerstand für die Materialien SiC und CVD-Diamant in Abhängigkeit der Breite der Wärmequelle dar.

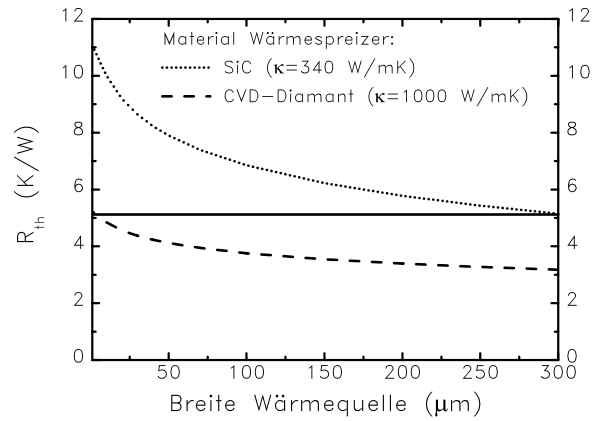


Abbildung 4.2: Thermischer Widerstand des Wärmespreizers in Abhängigkeit des Materials und der Breite der Wärmequelle, nach [24].

Die Entscheidung, ob ein Laser p-side-up oder p-side-down montiert werden soll, hängt entscheidend vom verwendeten Substrat ab. Das SiC-Substrat hat eine etwa drei mal höhere Wärmeleitfähigkeit als das GaN-Substrat und wirkt daher als guter Wärmespreizer bei der p-side-up-Montage. Dabei ist zu beachten, dass die am p-Kontakt erzeugte Wärme durch den pn-Übergang abgeführt werden muss.

Die p-side-down-Montage bietet den Vorteil, dass die entstehende Wärme, unabhängig vom Substrat, nur durch die dünnen p-Schichten abgeführt werden muss. Ausführliche Rechnungen unter Einbeziehung von Halbleiterkomposition und Dotierung sind in der Dissertation von C. Eichler beschrieben [24]. Ein wichtiges Ergebnis sind die in Abbildung 4.3 eingezeichneten Verläufe einer InGaN-Laserdiode auf a) SiC-Substrat und b) GaN-Substrat für verschiedene Wärmespreizer und Ridgebreiten. Tabelle 4.1 fasst die Graphen für einen $2 \mu\text{m}$ breiten Ridgelaser zusammen. In den Simulationen sind ideale Lötstellen angenommen, der Einfluss des Lots ist daher nicht berücksichtigt.

Neben den thermischen Eigenschaften fließen auch noch weitere Aspekte in die Wahl der Montagevariante ein. So kann die p-side-down-Montage zu Kurzschlüssen führen (siehe

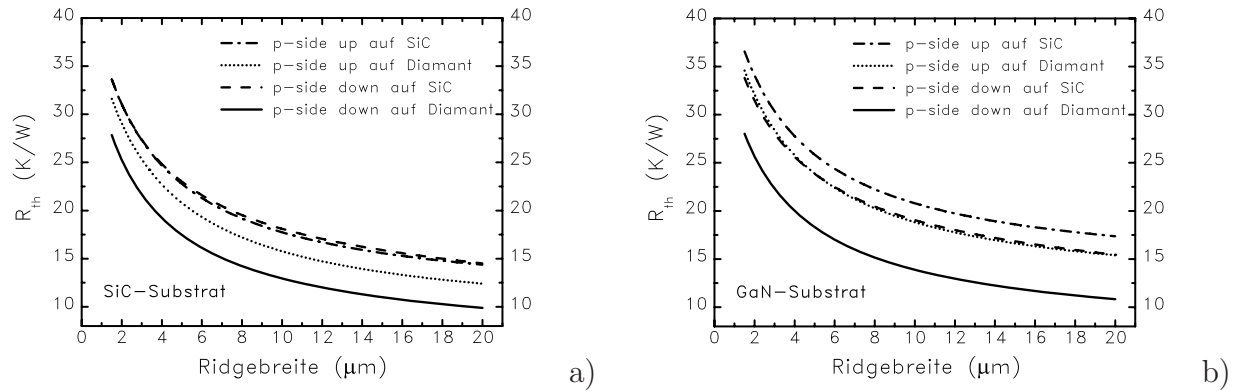


Abbildung 4.3: Berechneter Gesamt-Wärmewiderstand einer InGaN-Laserdiode auf a) SiC-Substrat und b) GaN-Substrat, nach [24].

Tabelle 4.1: Thermische Widerstände eines $2\,\mu\text{m}$ breiten Ridgelasers, aus Abbildung 4.3. Für die p-side-up Rechnungen wurde eine Chipbreite von $300\,\mu\text{m}$ angenommen.

Montage	Wärmespreizer	R_{th} (K/W) SiC-Substrat	R_{th} (K/W) GaN-Substrat
p-side-up	SiC	30,5	33,5
p-side-up	Diamant	28,5	31,5
p-side-down	SiC	30,5	30,9
p-side-down	Diamant	24,7	25,2

Abschnitt 8.1.1), und Wärmespreizer aus CVD-Diamant sind deutlich teurer als solche aus SiC.

4.4.2 Bestimmung von R_{th} aus Laserparametern

Typische Laserparameter, die von der Temperatur abhängen, sind die Emissions-Wellenlänge und der Schwellstrom. Bei GaAs-basierenden Laserdioden kann mit Hilfe beider Parameter der thermische Widerstand bestimmt werden. Im Folgenden werden kurz die Methoden beschrieben. Die Schwierigkeiten, die sich bei der Anwendung auf GaN-basierte Laserdioden ergeben, wurden sehr ausführlich von C. Eichler analysiert und in seiner Dissertation [24] diskutiert.

R_{th} -Bestimmung über die Laserwellenlänge

Eine Temperaturerhöhung der aktiven Zone führt nach Varshni [12, 101] zu einer Erniedrigung der Bandlücke und damit zu einer Rotverschiebung der Laserwellenlänge. Misst man gepulste Laserspektren bei verschiedenen Temperaturen der Wärmesenke, so erhält man den für das Materialsystem charakteristischen Quotienten $\Delta\lambda/\Delta T$. In der Literatur finden

sich für blau-violette Laserdioden Werte von 0,046 nm/K [24], 0,05 nm/K [102], 0,052 nm/K [103], 0,057 nm/K [84] und 0,058 nm/K [104]. Eigene Messungen an verschiedenen Laser-Epitaxien ergaben Werte von 0,043–0,056 nm/K, was gut mit den veröffentlichten Werten übereinstimmt.

Der thermische Widerstand kann bestimmt werden, indem Laserspektren im CW-Betrieb für verschiedene Verlustleistungen gemessen werden. Aus der Verschiebung der Emissionswellenlänge lässt sich der Quotient $\Delta\lambda/\Delta P_{\text{verl}}$ bestimmen. Division beider Quotienten ergibt:

$$\frac{\Delta\lambda/\Delta P_{\text{verl}}}{\Delta\lambda/\Delta T} = \frac{\Delta T}{\Delta P_{\text{verl}}} = R_{\text{th}}. \quad (4.2)$$

Die messbare Verschiebung der Laserwellenlänge ist bei gleicher Temperaturerhöhung im GaN-System (etwa 0,05 nm/K) viel kleiner als im GaAs-System (etwa 0,3 nm/K). InGaN-Quantenfilme haben aufgrund der Indium-Fluktuationen ein sehr breites Gewinnspektrum, was zu einer Laseremission mit großer Linienbreite führt. Zudem wird der Temperatureffekt von der Abschirmung der internen Piezoadungen überlagert, was eine Blauverschiebung des Spektrums verursacht. Im Laserbetrieb ist der Theorie nach die Ladungsträgerdichte, unabhängig vom injizierten Strom, konstant. In realen InGaN-Laserdioden kann es vor allem im Bereich der lokalisierten Zustände, zu einer Auffüllung der Bänder kommen, was ebenfalls eine Blauverschiebung des Laserspektrums verursacht [55]. Auch Modensprünge, wie sie in Abschnitt 8.2.4 beschrieben sind, machen eine Aussage über den thermischen Widerstand unmöglich. Eine Bestimmung des R_{th} über die Laserwellenlänge ist daher kaum möglich.

R_{th} -Bestimmung über den Schwellstrom

Die Temperatur in der aktiven Zone beeinflusst den Ladungsträgereinfang der Quantenfilme und die Lebensdauer der Ladungsträger. Zudem verändern sich die Brechungsindizes der Halbleiterschichten mit der Temperatur, was Einfluss auf die Modenführung und damit auf den Füllfaktor hat. Alle diese Größen wirken sich auf den Schwellstrom aus, dessen Abhängigkeit von der Temperatur durch einen empirischen Zusammenhang beschrieben werden kann [82, 83]:

$$I_{\text{th}}(T) = I_{\text{th},0} \cdot e^{\frac{T}{T_0}}. \quad (4.3)$$

T_0 wird als charakteristische Temperatur bezeichnet, wobei hohe Werte eine geringe Temperaturempfindlichkeit bedeuten. Zur Bestimmung von T_0 werden die gepulsten Schwellen eines Lasers bei verschiedenen Temperaturen der Wärmesenke ermittelt und logarithmisch über der Temperatur aufgetragen. Die Steigung der Fitgeraden ergibt das gesuchte T_0 . Messungen an verschiedenen Laser-Epitaxien ergaben Werte im Bereich $T_0 = 140 \text{ K} - 220 \text{ K}$, je nach Art und Qualität der aktiven Zone. Literaturwerte von InGaN-basierenden Halbleiterlasern liegen bei 104 K [84], 107 K [103], 132 K [30], 185 K [102], 187 K [27, 105] und 235 K [87].

Für die Bestimmung des thermischen Widerstands nach Gl. (4.1) wird der Schwellstrom einer Laserdiode im gepulsten und im CW-Betrieb bei gleicher Temperatur der Wärme-

senke ermittelt. Ist die charakteristische Temperatur T_0 bekannt, kann durch Umformung von Gl. (4.3) die Temperaturerhöhung durch den CW-Betrieb ΔT bestimmt werden:

$$\Delta T = T_0 \cdot \ln \frac{I_{\text{th,CW}}}{I_{\text{th,puls}}}. \quad (4.4)$$

Die Verlustleistung ergibt sich aus Schwellstrom und entsprechender Spannung der CW-Messung zu:

$$\Delta P_{\text{verl}} = I_{\text{th,CW}} \cdot U_{\text{th,CW}}. \quad (4.5)$$

Die meisten betrachteten Laserdioden zeigen eine starke Anfangsalterung, die besonders stark in den ersten Betriebs-Minuten auftritt und sich hauptsächlich auf den Schwellstrom auswirkt. Degradiert der Laser während der T_0 -Messungen oder der CW-Messung, erhält man ein falsches R_{th} . Diese Messungen sind also nur an stabilen Laserdioden, oder an angealterten Bauteilen vertrauenswürdig.

Die InGaN-Laserdioden heizen sich bereits während eines Pulses auf, was zu einer erhöhten Schwelle führt [106]. Der thermische Widerstand wird dadurch zu klein ermittelt. Wünschenswert wären also Pulslängen von wenigen Nanosekunden, was aber schwer zu realisieren ist. Zudem zeigen die untersuchten Laserdioden eine Einschaltverzögerung von einigen Nanosekunden, was die Verwendung von Pulslängen über 100 ns begründet. Da eine Temperaturerhöhung im Bereich der Mode auch einen positiven Einfluss auf die Modenföhrung hat (thermische Linse), wird die Schwelle bei einer Messung mit sehr kurzen Pulsen zu hoch bestimmt, woraus der R_{th} zu niedrig berechnet wird.

4.4.3 Bestimmung R_{th} aus Änderung der Spannung

Y. Xi et al. berechnen die Temperaturabhängigkeit der Vorwärtsspannung (Flussspannung U_f) an ultravioletten LEDs unter Berücksichtigung der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration, der Bandlücke und der effektiven Zustandsdichte von Leitungs- und Valenzband, was zu einem linearen Zusammenhang von $dU_f/dT \approx 2 \text{ mV/K}$ führt [107]. In [108] ergeben Messungen an LEDs mit einer Emissionswellenlänge von 295 nm eine Verringerung der Vorwärtsspannung um 5,8 mV/K. Für die Differenz zwischen Rechnung und Messung ist die thermische Aktivierung von Magnesium-Akzeptoren verantwortlich. Die Aktivierungsenergie von Magnesium ist $E_A \approx 170 \text{ meV}$, weshalb bei Raumtemperatur nur ein kleiner Teil der Akzeptoren aktiviert ist. Daher bewirkt einen Anstieg der Temperatur einen Anstieg der Löcherkonzentration, der durch einen exponentiellen Zusammenhang beschrieben wird:

$$p \propto e^{\frac{-E_A}{k_b T}}. \quad (4.6)$$

Die thermische Aktivierung von Magnesium-Akzeptoren föhrt zu einer Erhöhung der Leitfähigkeit in den p-Gebieten, und dadurch zu einer Absenkung der Flussspannung. Der exponentielle Zusammenhang von Löcherkonzentration und Temperatur hat eine exponentielle Abhängigkeit der Flussspannung von der Temperatur zur Folge, was H.-Y. Ryu in [109] experimentell bestätigt.

Die Flussspannung U_f ist eine einfach messbare Größe, für die kein Laserbetrieb erforderlich ist und die signifikant von der Temperatur abhängt. Daher ist der Unterschied im U_f zwischen gepulstem und Dauerstrichbetrieb ein Maß für die Temperaturerhöhung im Bauteil, was eine Aussage über den thermischen Wärmewiderstand R_{th} zulässt. Der Nachteil dieser Methode liegt im relativ hohen Mess- und Auswerteaufwand, da sich der Temperaturgang an den untersuchten Bauteilen als nichtlinear, stromabhängig und geometrieabhängig herausgestellt hat. Er kann daher nicht einmalig bestimmt und dann universell auf andere Dioden angewendet werden.

In Abschnitt 5.4.4 wird der thermische Widerstand aus der Temperaturabhängigkeit der Flussspannung an einer U_f -Teststruktur bestimmt. Diese Teststruktur, mit der kein Laserbetrieb möglich ist, wird in Abschnitt 5.4 genauer erklärt.

Kapitel 5

Methoden und Experimente zur Degradationsanalyse

In diesem Kapitel werden verschiedene Methoden erläutert, wie die Untersuchungen zur Alterung von InGaN-Laserdioden durchgeführt werden.

Um möglichst zeitnah Aussagen zum Alterungsverhalten der Epitaxie-Varianten zu erhalten, wird die Alterung von Testlasern im Barrenverbund eingeführt (Abschnitt 5.1).

Aussagen zur Lebensdauer montierter Ridgelaser erhält man mit den in Abschnitt 5.2 genannten Online-Messplätzen. Um Informationen darüber zu erhalten, welche Laserparameter sich ändern, können automatisierte Zwischenmessungen ausgewertet werden.

5.1 Alterung von Laserdioden im Barrenverbund

5.1.1 Barrenalterung

Für die Ursache der Alterung von GaN-basierenden Laserdioden gibt es verschiedene Hypothesen, die jeden Schritt der Herstellung einschließen. Ein wesentlicher Beitrag liefert aber mit Sicherheit der Aufbau und die Qualität der epitaktischen Schichten. Um Unterschiede im Alterungsverhalten auf gezielte Änderungen im Wachstum zurückführen zu können, ist eine zeitnahe Charakterisierung notwendig. Ein Alterungstest muss daher einige Bedingungen erfüllen:

- keine zusätzlichen, insbesondere schwankenden Einflüsse durch die Prozessierung der Laserdioden
- kurze Herstellungszeit der Laser
- schnelle Aussage über das Alterungsverhalten durch kurze Alterungszeit.

Für eine schnelle Rückkopplung wird deshalb der Oxidstreifenlaser verwendet, der ohne Ätzschritt der Epitaxie auskommt und daher reproduzierbarer und schneller als der Ridge-laser hergestellt werden kann. Um weiter Zeit zu sparen, werden die Laserdioden nicht vereinzelt und montiert, sondern im Barrenverbund auf einen Messplatz mit Mikroskop gelegt und mit einer Nadel kontaktiert. Die gepulsten Schwellen dieser Testlaser liegen typischerweise im Bereich von $10 \text{ kA/cm}^2 - 20 \text{ kA/cm}^2$. Durch eine Verspiegelung der Facetten reduziert sich die Schwelle entsprechend der gewählten Reflektivitäten. Gleichzeitig kann dadurch eine Degradation der Facetten verhindert werden [84], was die Aussagekraft erhöht und in Abbildung 5.1 a) nochmals demonstriert wird.

Die Alterung findet, unabhängig vom Schwellstrom des Lasers, bei einer konstanten Stromdichte j_{alt} statt, um die Vergleichbarkeit zwischen den Epivarianten zu gewährleisten. Dies ist wichtig, da eine Erhöhung der Stromdichte die Degradation beschleunigt [89, 110], was in Abbildung 5.1 b) gezeigt wird. Um die für das Alterungsexperiment erforderliche Zeit möglichst kurz zu halten, findet die Alterung im CW-Betrieb bei einer Stromdichte von 15 kA/cm^2 statt.

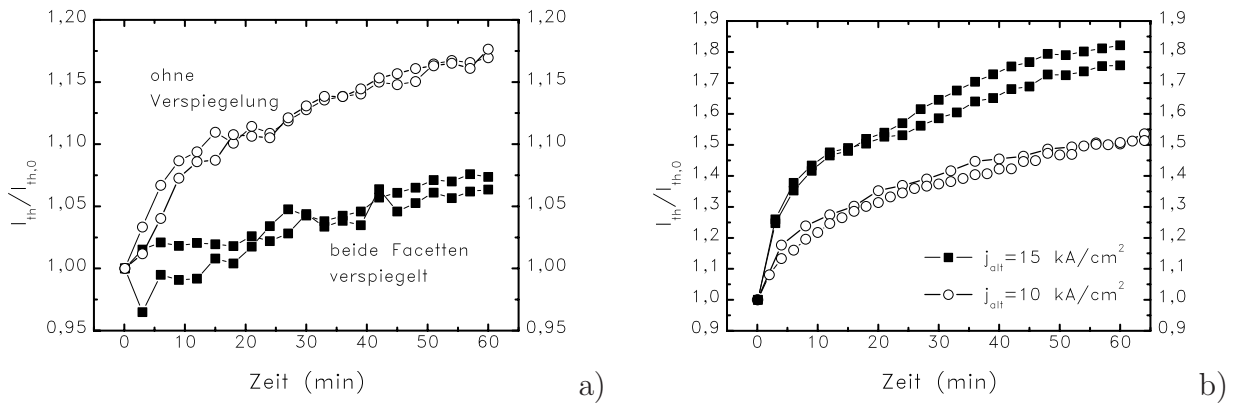


Abbildung 5.1: Barrenalterung im CW-Betrieb über 60 Minuten. Aufgetragen ist die relative Änderung des gepulsten Schwellstroms über der Zeit. Im linken Diagramm ist der positive Einfluss der Facetten-Verspiegelung auf das Alterungsverhalten zu sehen. Im rechten Bild ist die Beschleunigung der Alterung durch die Stromdichte der Alterung j_{alt} dargestellt.

Durch die schlechte thermische Ankopplung des Lasers an die Barrenaufgabe ist bei den hohen Schwellen kein Laserbetrieb im Dauerstrichbetrieb möglich. Daher wird die Alterung in Abständen von 3 Minuten unterbrochen, um eine gepulste Laserkennlinie aufzunehmen. Als Indikator für das Voranschreiten der Alterung wird der Schwellstrom $I_{\text{th}}(t)$, normiert auf den Wert vor der Alterung $I_{\text{th},0}$, verwendet. Nach 60 Minuten Belastung mit j_{alt} wird eine Aussage über die Alterungsstabilität der getesteten Epitaxie gemacht. Dieser Test findet in Abschnitt 6.2 Verwendung. Da die Dauer der Alterung nur 60 Minuten beträgt, wird mit dieser Methode im Wesentlichen die Anfangsalterung charakterisiert, wohingegen keine Aussagen über die Langzeitstabilität getroffen werden können.

Das Umschalten von CW auf Pulsbetrieb erfolgt über ein Relais, das von der Alterungssoftware angesteuert wird. Diese, nicht korrekt auf 50 Ohm angepasste Verschaltung, führt zu einer Verzerrung der Pulsform. Daher wird die kürzest mögliche Pulslänge von 500 ns bei

einem Tastverhältnis von 1/100 verwendet. Um die Experimente bei einer definierten und reproduzierbar einstellbaren Temperatur durchführen zu können, wird die Barrenaufgabe auf konstant 25 °C geregelt.

5.1.2 Verbesserte Barrenalterung

Im Verlauf dieser Arbeit konnte das Alterungsverhalten deutlich verbessert werden, so dass die im vorigen Abschnitt beschriebene Form der Alterung nicht mehr sensitiv auf weitere Optimierungen reagiert und daher nicht mehr aussagekräftig ist. Des Weiteren wurde nach einem Weg gesucht, bei dem man auf die zeitraubende und teure Verspiegelung der Facetten verzichten kann.

Degradation der Facetten

Die Oberfläche der Facetten können sich während des Betriebs z.B. durch Ansammlung von Staubpartikeln oder durch eine chemische Reaktion mit Wasser aus der umgebenden Atmosphäre verändern. Dies führt zu einer verringerten Reflektivität R und zu einer Absorption der Spiegel. Durch Aufbringen von dielektrischen Schichten kann dieser Einfluss weitestgehend verhindert werden, wie in Abschnitt 5.1.1 gezeigt ist. Dabei gestattet die Verwendung einer $\lambda/2$ -Schicht die Beibehaltung der Reflektivität. Ausführliche Untersuchungen hierzu wurden an Laserdioden von Osram in Zusammenarbeit mit der Universität Regensburg durchgeführt [68, 84, 89, 111, 112]. In einer hermetisch abgeschlossenen Versuchsanordnung wurde der Einfluss verschiedener Gase auf die Degradation der Facetten untersucht. Das beste Ergebnis für Laser mit ungeschützten Facetten wurde in einer Atmosphäre aus getrockneter Luft erzielt. Diese Bedingung wird für die verbesserte Barrenalterung gewählt.

Bedingungen und Auswertung der verbesserten Barrenalterung

Als Testlaser für die Alterung werden unverspiegelte Oxidstreifenlaser verwendet. Für eine reproduzierbare thermische Ankopplung werden die Laserbarren mit Silberleitkleber auf einem Kupferblock fixiert. Die Alterung findet in einer Atmosphäre aus getrockneter Luft statt. Da keine zuschaltbare CW-Stromquelle zur Verfügung steht, wird die Belastung mit einem Pulsgenerator durchgeführt. Die Pulslänge wird auf 500 ns eingestellt, das Tastverhältnis auf 1/3. Die Alterungsstromdichte beträgt $j_{\text{alt}} = 10 \text{ kA/cm}^2$, was etwa der Belastung eines Ridgelasers während eines Lebensdauertests entspricht. Die minütlich aufgezeichnete gepulste Licht-Strom-Kennlinie wird ebenfalls mit einer Pulslänge von 500 ns durchgeführt. Die Alterung während der Kennlinienmessung ist durch das sehr kleine Tastverhältnis von 1/10 000 vernachlässigbar.

Erste, grundlegende Versuche unter diesen Bedingungen wurden bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen T_{HS} durchgeführt. Für die Alterung und für die Zwischenmessungen wird dieselbe Temperatur verwendet. In Abbildung 5.2 a) ist der Verlauf des Schwellstroms dreier Laserdioden bei 3 verschiedenen Temperaturen abgebildet. Die Laser stammen vom

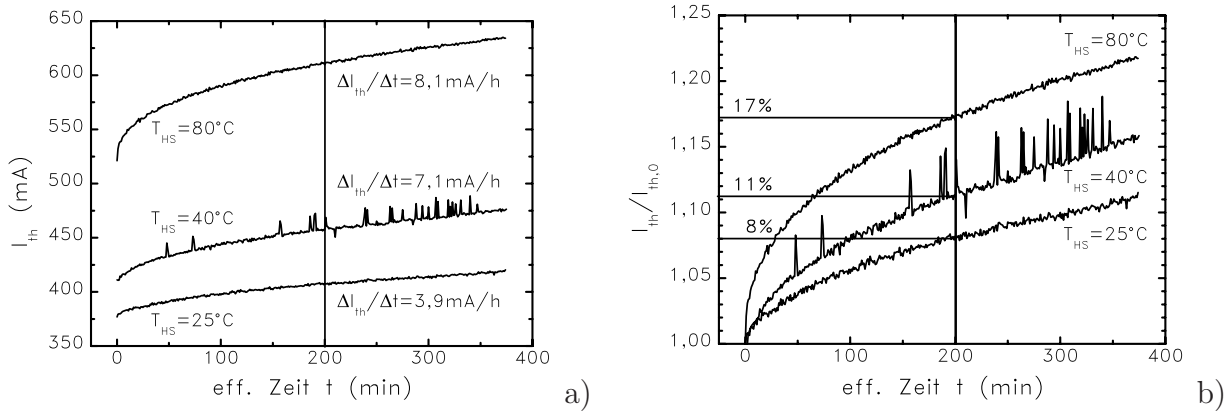


Abbildung 5.2: a) Auftragung der aus Zwischenmessungen ermittelten Laserschwelle während einer gepulsten Barrenalterung bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen. Die lineare Alterungsrate $\Delta I_{th}/\Delta t$ wird im Bereich 200–350 min bestimmt. b) Auf den ungealterten Wert des Schwellstroms normierter Alterungsverlauf. Zur Charakterisierung der Anfangsalterung werden die Werte für $t = 200$ min verwendet.

selben Testlaserbarren, die unterschiedlichen Schwellen zu Beginn der Alterung $I_{th,0}$ werden durch die Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle verursacht. Mit Hilfe von Gleichung (4.3) wird $T_0 = 170$ K bestimmt. Die Zeitachse ist bereits mit dem Tastverhältnis multipliziert und daher mit „eff. Zeit“ für die effektive Alterungszeit bezeichnet.

Der Schwellstrom steigt zu Beginn wurzelförmig an [23, 89] und geht anschließend in einen linearen Anstieg über. Diese „lineare Alterungsrate“ $\Delta I_{th}/\Delta t$ in mA/h wurde für die Zeit > 200 min durch Fitgeraden bestimmt. Mit zunehmender Umgebungstemperatur steigt die lineare Alterungsrate. Um die Anfangsalterung charakterisieren zu können, wird der Schwellstrom auf die Schwelle vor der Alterung normiert. Diese Auftragung von $I_{th}/I_{th,0}$ über der effektiven Alterungszeit ist in Abbildung 5.2 b) abgebildet. Als Kennzahl kann nun die Erhöhung des Schwellstroms nach 200 min angegeben werden, welche ebenfalls mit der Umgebungstemperatur steigt.

Eine Erhöhung der Umgebungstemperatur T_{HS} beschleunigt also die Alterung der Laser. Die Bestimmung einer Aktivierungsenergie ist aufgrund der geringen Datenbasis nicht möglich.

Da sich die Laserschwelle mit steigender Umgebungstemperatur erhöht, und der verfügbare Strom des Pulsgenerators auf etwa 1 A beschränkt ist, wird als Umgebungstemperatur $T_{HS} = 40^\circ\text{C}$ gewählt, was einer schwachen Beschleunigung durch die Temperatur entspricht. Um sowohl die Anfangsalterung, als auch die lineare Alterungsrate bestimmen zu können, beträgt die effektive Alterungszeit $t = 350$ min.

Beschleunigungsfaktor Temperatur

Eine erhöhte Umgebungstemperatur beeinflusst die Degradationsrate und damit auch die Lebensdauer negativ, was im vorhergehenden Abschnitt 5.1.2 qualitativ beobachtet wird.

Asano et al. [27] untersuchten dies an blau-violetten Laserdioden auf defektreduziertem Saphir-Substrat. Abbildung 5.3 zeigt die Lebensdauern von 20 Laserdioden bei 4 verschiedenen Umgebungstemperaturen. Die Lebensdauer ist definiert als die Zeit, bei dem der Betriebsstrom um 20 % des ursprünglichen Wertes angestiegen ist. Die mittleren Lebensdauern werden durch offene Kreise repräsentiert. Unter der empirischen Annahme, dass die Lebensdauer t_1 exponentiell von der Temperatur T abhängt, gilt: $t_1(T) \sim \exp \left\{ \frac{E_A}{k_b T} \right\}$. Aus diesem Versuch wurde die empirische Aktivierungsenergie zu $E_A = 0,32$ eV [27] bestimmt. Dieser Wert deckt sich mit dem von Prystawko et al., der den selben Wert ermittelte [113], und ist etwas niedriger als die Werte von Kneissl et al. mit $E_A = 0,46$ eV bzw. $E_A = 0,50$ eV [103] und Nakamura et al. mit $E_A = 0,5$ eV [114]. In den neueren Veröffentlichungen ist die Aktivierungsenergie niedriger, was eine geringere Empfindlichkeit der Lebensdauer von der Umgebungstemperatur bedeutet, und den Fortschritt in der Entwicklung der InGaN-Laserdioden dokumentiert. Ein Alterungsmechanismus, der auf Diffusion beruht und daher abhängig von der Temperatur ist, wird in Kapitel 6.3.2 vorgestellt.

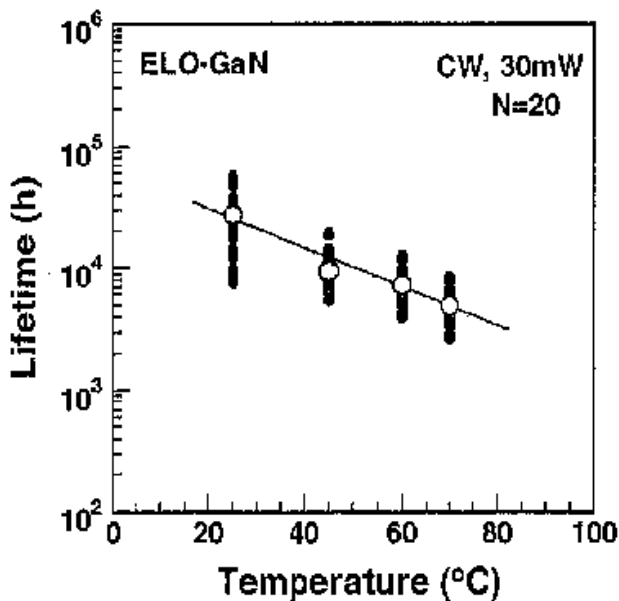


Abbildung 5.3: Lebensdauer blau-violetter Laserdioden über der Umgebungstemperatur, aus [27]. Trotz der Streuung ist eine Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer sichtbar. Sie wird in diesem Versuch mit der empirischen Aktivierungsenergie $E_A = 0,32$ eV quantifiziert.

Eine hohe elektrische Verlustleistung beschleunigt den Alterungsverlauf, da sie eine Eigen Erwärmung des Lasers bewirkt (siehe Abbildung 2.4). Daher beeinflussen Maßnahmen, die eine Verbesserung der Laserparameter Schwelle, Steilheit oder Betriebsspannung zur Folge haben, gleichzeitig auch die Lebensdauer positiv. Um bei gleicher Verlustleistung den Effekt der Eigenerwärmung so gering wie möglich zu halten, muss die entstehende Wärme effizient aus dem Bauteil abgeführt werden. Dies geschieht durch die Montage einzelner Laser auf einer Wärmesenke, was in Abschnitt 2.7 genauer beschrieben ist.

5.2 Alterung von montierten Laserdioden

Die Abschnitte 5.2.1 und 5.2.2 geben eine Übersicht über die zur Verfügung stehenden Messplätze und den dabei einstellbaren Bedingungen, unter denen montierte Laserdioden gealtert werden können. Abschnitt 5.2.3 zeigt anhand eines Beispiels, wie Zwischenmessungen ausgewertet werden und welche Schlüsse man daraus ziehen kann.

5.2.1 Messplätze zur Untersuchung des Alterungsverhaltens

Für die Analysen von Alterungsverhalten und Ausfallursachen an ausgesuchten, montierten Laserdioden ist ein Alterungsmessplatz mit erweiterten Analysemethoden notwendig. Solch ein Messplatz wurde im Rahmen dieser Arbeit in doppelter Ausführung realisiert und verwendet. Eine schematische Darstellung des Alterungs-Messplatzes ist in Abbildung 5.4 zu sehen.

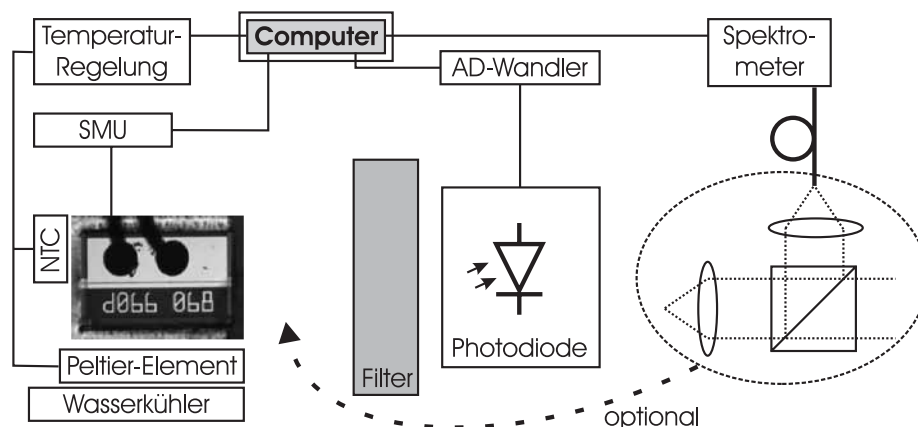


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des Alterungs-Messplatzes. Durch Verwendung eines zusätzlichen, optischen Aufbaus können optional Laserspektren während der Alterung aufgenommen werden.

Die Halterung für die Laserdioden sowie die UV-empfindlichen Photodioden (Hamamatsu Si PD S1337-1010BR) sind auf einer M6-Grundplatte verschraubt. Ein lichtundurchlässiges, aus Laserschutzgründen verschließbares Gehäuse teilt die Grundplatte in zwei getrennte, flexibel gestaltbare Alterungskammern auf.

Die Photodioden werden über einen Analog-Digital-Wandler (AD-Wandler) ausgelesen, wobei 3 Empfindlichkeitsbereiche einstellbar sind. Mit Hilfe optischer Filter können sowohl gepulste Kennlinien als auch CW-Kennlinien bis zu mehreren 100 mW aufgenommen werden.

In die Alterungskammer können verschiedenste Bauformen eingebaut werden, wenn ein entsprechender Laserhalter oder Adapter zur Verfügung steht. Nach jeder Änderung des optischen Aufbaus wird eine Kalibrierung der Photodiode durchgeführt, da diese vom Abstand des Lasers zum Photodetektor abhängt.

Die Laserhalter sind mit einem Peltier-Element und einem Wasserkühler ausgestattet. Der Temperatursensor, ein 10 k Ω NTC, befindet sich entweder direkt auf der Wärmesenke im Lasergehäuse (TO 220) oder sehr nahe an der Laserdiode auf dem Laserhalter (Uni-Ulm-Mount, C-Mount). Als Temperaturregler wird pro Laserdiode eine Keithley 2510 mit einer maximalen Ausgangsleistung von 40 W eingesetzt.

Die Keithley 2400 ist eine SMU (source and measurement unit), die sowohl für den Alterungsbetrieb als auch für die Analysen eingesetzt wird. Als Stromquelle konfiguriert wird die am Bauteil anliegende Spannung gemessen. Als Spannungsquelle für die Kleinstromkennlinien ist sie in der Lage, Ströme im nA-Bereich zu messen.

Alle angesprochenen Geräte werden von einem LabVIEW-Programm [115] gesteuert bzw. ausgelesen. So kann z.B. eine Temperatur im Bereich von 15 °C bis 90 °C vorgegeben werden.

5.2.2 Alterungs-Modi

Bei den ersten InGaN-Laserdioden alterte die Laserschwelle stark und überstieg bei einer Alterung mit konstantem Strom sehr schnell den Betriebsstrom, was die Lebensdauer auf wenige Minuten beschränkte. Zur Demonstration langer Lebensdauern führte S. Nakamura 1997 die Alterung bei konstanter optischer Ausgangsleistung auch für InGaN-Laserdioden ein. Dabei wird der Strom entsprechend der fallenden optischen Leistung nachgeregelt [114, 116]. Nach Erreichen eines vorgegebenen Maximalstroms wird die Alterung beendet.

Das LabVIEW-Programm kennt zwei Grundmodi: die Alterung bei konstantem Strom und die Alterung bei konstanter optischer Leistung. In beiden Modi werden der Verlauf von Strom, Spannung, optische Ausgangsleistung sowie die Temperatur online angezeigt und abgespeichert (Online-Daten).

Ebenfalls für beide Modi besteht die Möglichkeit, in bestimmten Abständen die Alterung automatisch für Zwischenmessungen zu unterbrechen. Standardmäßig stehen Programme für CW-Kennlinien und für Kleinstromkennlinien zur Verfügung. Mit entsprechender Optik und einem zusätzlich angeschlossenen Spektrometer Ando AQ-6315A können während der Alterung Spektren aufgenommen werden. Mit Hilfe eines Strahlteilerwürfels wird gleichzeitig Licht in eine Glasfaser eingekoppelt und die Ausgangsleistung an der Photodiode kontrolliert (siehe Abbildung 5.4).

Für die Alterung bei konstanter optischer Ausgangsleistung wird eine Zielleistung sowie ein Startstrom vorgegeben, von dem ausgehend auf die gewünschte optische Leistung geregelt wird. Als Startstrom nach einer Zwischenmessung dient der zuletzt eingestellte Betriebsstrom.

Für die optische Ausgangsleistung wird ein Regelfenster definiert:

$$F_{\min} \cdot P_{\text{opt,soll}} < P_{\text{opt,soll}} < F_{\max} \cdot P_{\text{opt,soll}}. \quad (5.1)$$

Die Faktoren $F_{\min} \leq 1$ und $F_{\max} > 1$ bestimmen die Größe des Regelfensters. Typischerweise sind die Werte auf $F_{\min} = 0,98$ und $F_{\max} = 1,2$ eingestellt. Nur bei Über- bzw. Unterschreitung der Grenzwerte wird nachgeregelt.

Die Analyse einzelner Effekte wird durch den Alterungs-Modus mit konstanter optischer Ausgangsleistung erschwert. So wird beispielsweise eine Alterung der Flussspannung U_f durch das Nachführen des Stroms und damit verbunden auch der Spannung überlagert. Des Weiteren ändert sich die elektrische und thermische Belastung zwischen den Zwischenmessungen. Daher ist für die Trennung einzelner Mechanismen und Beschleunigungsfaktoren oftmals die Alterung bei konstantem Strom geeigneter. Bei dieser Art der Messung nimmt man zwar in Kauf, dass sich die Diode die längste Zeit nicht im Laserbetrieb befindet. Dies hat aber auf den Verlauf der U_f -Alterung und die Alterung der Laserschwelle [111] keinen signifikanten Einfluss.

Die in den Kapiteln 6, 7 und 8 diskutierten Alterungskurven an montierten Laserdioden wurden hauptsächlich mit dem hier beschriebenen Messplatz aufgenommen.

5.2.3 Zwischenmessungen

Hier sollen die möglichen Zwischenmessungen näher erläutert werden.

- Die erste wichtige Messung ist die der Kleinstromkennlinie, mit der die Laserdiode auf Nebenschlüsse untersucht wird. Als Indikator kann z.B. das Sperrverhalten der Diode in Rückwärtsrichtung und bei kleinen Flussspannungen verwendet werden. Dazu wird der Stromwert für die Spannungen -5 V und $+2\text{ V}$ ermittelt. Eine intakte Diode darf den Grenzwert 10^{-8} A nicht überschreiten. Ist dies der Fall, müssen die Kleinstromkennlinien genauer betrachtet werden, wie in Abschnitt 8.1.2 gezeigt wird.
- Aus den Licht-Strom-Kennlinien im CW-Betrieb werden automatisch der Schwellstrom I_{th} und die Steilheit S ermittelt. Durch Auftragen dieser Größen kann zeitlich differenziert untersucht werden, ob die Alterung durch eine Erhöhung des Schwellstroms oder durch eine Verringerung der Steilheit dominiert ist. Durch Modellierung der degradierten Laserkennlinien mit den Gleichungen aus Abschnitt 3.2 kann die vorherrschende Degradationsursache bestimmt werden.
- Die Strom-Spannungs-Kennlinie wird zur Identifikation einer etwaigen Spannungsalterung (U_f -Alterung) verwendet. Durch die Analyse der Größen U_0 und R_s kann geklärt werden, ob sich eine zusätzliche Potentialbarriere gebildet hat oder ob sich lediglich der Serienwiderstand der Laserdiode erhöht hat (siehe Abschnitt 5.4.3).
- Soll auch die Veränderung des Laserspektrums während der Alterung untersucht werden, so kann dies mit Hilfe eines Strahlteilers, einer Faserkopplung und eines Spektrometers erfolgen (siehe Abbildung 5.4). Das Spektrum wird beim Betriebsstrom im thermisch eingeschwungenen Zustand aufgenommen. Aus den gesammelten Spektren kann anschließend ein Falschfarbenplot und der Verlauf der Peak-Wellenlänge ermittelt werden.

5.3 Teststruktur Leuchtender Ridge

Für das Erreichen langer Lebensdauern sind Ridgelaser notwendig, die aufgrund des niedrigeren Wärmewiderstands p-side-down montiert sind. Visuelle Veränderungen der Laserdiode, die durch die Alterung hervorgerufen werden, sind im Bereich der Laser-Rippe zu erwarten, die aber selbst bei p-side-up montierten Laserdioden unter einer dicken Goldschicht verborgen ist. Deshalb wird nun eine Teststruktur vorgestellt, bei der die Elektrolumineszenz entlang des Ridges beobachtet werden kann. Aus diesem Grund heißt diese Teststruktur *Leuchtender Ridge*.

Als Leuchtender Ridge kann jede Laser-Epitaxie prozessiert werden. Dabei unterscheidet sich die Herstellung des Leuchtenden Ridges vom regulären Ridgelaser nur an zwei Positionen. Zum einen wird als p-Kontaktmetallisierung Platin so dünn abgeschieden, dass es für die emittierte Wellenlänge eine ausreichende Transparenz aufweist. Zum zweiten wird das Bondpad so justiert, dass es nur eine Seite der Rippe überdeckt. Ein Mikroskopbild der Struktur ist in Abbildung 5.5 a) zu sehen.

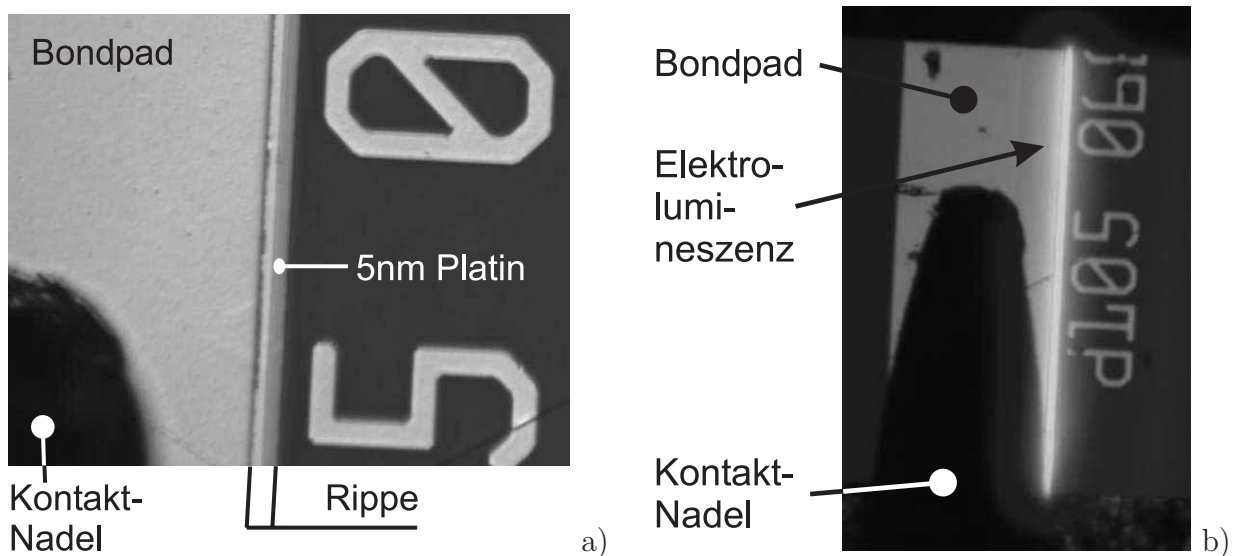


Abbildung 5.5: a) Lichtmikroskopische Aufnahme eines *Leuchtenden Ridges*. Das Bondpad, welches mit einer Nadel elektrisch kontaktiert wird, überdeckt nur teilweise den Ridge. b) Im rechten Teil des Ridges kann die Elektrolumineszenz durch das dünne Platin beobachtet werden.

Der Prozess funktioniert bei Ridgebreiten ab etwa $4\mu\text{m}$, da dann gewährleistet ist, dass das Bondpad die Rippe elektrisch anschließt. Die etwa 5 nm dicke Platinschicht sorgt für eine gleichmäßige Strominjektion über die gesamte Ridgebreite, wie in Abbildung 5.5 b) im gepulsten Betrieb unterhalb der Laserschwelle zu sehen ist. Diese Teststruktur ist also gut geeignet, lokalisierte Defekte direkt an der Laser-Rippe nachzuweisen.

5.4 U_f -Teststruktur

5.4.1 Flussspannung U_f

Neben den typischen Laserparametern Schwellstromdichte und Steilheit ist auch die Spannung ein wichtiger Parameter, der eine Laserdiode charakterisiert. Diese rein elektrische Größe geht direkt in die Verlustleistung und damit auch in die Lebensdauer des Lasers ein. Da die tatsächlich anliegende Spannung vom eingestellten Strom und deshalb auch von den Laserparametern abhängt, werden nach Tabelle 5.1 verschiedene Spannungen definiert.

Tabelle 5.1: Definition verschiedener Spannungen zu bestimmten Strömen.

Symbol	Beschreibung
U	die beim Strom I anliegende Spannung
U_{th}	Schwellspannung, Spannung beim Schwellstrom I_{th}
U_f	Flussspannung, Spannung bei einem definierten Stromwert I_f
U_0	aus der UI-Kennlinie linear extrapolierte Spannung bei 0 mA

Für den Einsatz der Laserdioden in mobilen Geräten ist sowohl die maximale Verlustleistung als auch die maximale Betriebsspannung durch den Einsatz einer Batterie limitiert. Die Weiterentwicklung der Laser verfolgen demnach die Ziele, die Spannung generell zu senken, aber auch durch Optimierung des Chipdesigns die Verlustleistung im Betrieb zu reduzieren. Insbesondere darf sich die Spannung während des Betriebs nicht ändern. Die Charakterisierung der Flussspannung sollte ohne aufwändigen und langwierigen Chipprozess erfolgen können. Daher wurde eine Teststruktur etabliert, die in den folgenden Abschnitten genauer beschrieben ist. Das Phänomen der U_f -Alterung wird in Kapitel 7 mit Hilfe der U_f -Teststruktur näher untersucht.

5.4.2 Design einer neuen Teststruktur

Um die Betriebsspannung der Laserdioden senken zu können, sind Optimierungen der epitaktischen Schichten und einzelner Prozessabläufe notwendig. Dafür wird ein Analysewerkzeug benötigt, mit dessen Hilfe Änderungen von Epitaxie und Chipprozess schnell bewertet werden können. Daher soll die Prozessierung dieses Analysewerkzeugs möglichst einfach, reproduzierbar und schnell erfolgen. Des Weiteren soll die stromdurchflossene Fläche genau definiert und vor allem von Wafer zu Wafer und über einen Wafer hinweg reproduzierbar sein.

Der Ridgelaaser eignet sich nicht als Analysewerkzeug, da die Ätzstufe vor dem pn-Übergang stoppt. Der Einfluss der Stromaufweitung ändert sich somit über den Wafer und die mittlere Äztiefe ist gewissen Schwankungen von Wafer zu Wafer unterworfen. Außerdem benötigt die Prozessierung eines Ridgelasers sehr viel Zeit. Oxidstreifenlaser hingegen haben eine geringere Durchlaufzeit, enthalten jedoch gar keine Ätzstufe. Die stromdurchflossene Fläche hängt also sehr stark von der Querleitfähigkeit des p-Gebiets ab und kann

so einen Vergleich der Epitaxievarianten verfälschen. Des Weiteren kann der Testlaser nur mit einem nasschemisch ätzbaren Kontaktmetall gefertigt werden, was die Verwendung des im Ridgelaaser eingesetzten Platin-Kontakts nicht zulässt.

Da die gestellten Bedingungen nicht mit vorhandenen Prozessen erfüllt werden können, wurde eine eigene Maske mit einer neuen Prozessabfolge entwickelt, die U_f -Teststruktur. Dabei werden ganze Wafer verwendet, so dass Aussagen über die Verteilung der untersuchten Größen über einen Wafer hinweg möglich sind.

Es folgt eine kurze Beschreibung der Prozessabfolge, eine schematische Darstellung der U_f -Teststruktur im Querschnitt ist in Abbildung 5.6 abgebildet. Nach der Epitaxie werden sowohl die n- als auch die p-Seite ganzflächig metallisiert. Mit Hilfe eines photolithographischen Schritts werden Quadrate mit Kantenlängen von $40\text{ }\mu\text{m}$ bis $100\text{ }\mu\text{m}$ definiert. Im anschließenden, anisotropen Ätzschritt mit RIE werden das p-Metall und die Epitaxie seitlich der Quadrate entfernt. Der Materialabtrag reduziert sich stark im SiC-Substrat, so dass das Substrat als Ätzstoppschicht wirkt. Übrig bleiben Mesa-Strukturen unterschiedlicher Kantenlängen mit ganzflächigem p-Kontakt. Der pn-Übergang liegt frei und hat nahezu die gleiche Fläche wie der p-Kontakt.

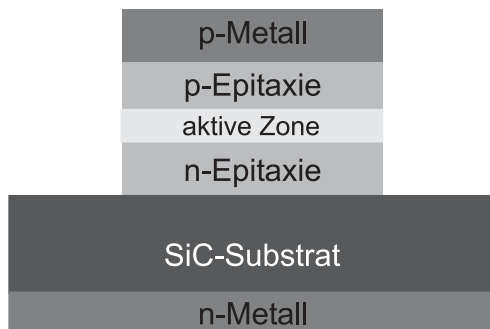


Abbildung 5.6: Schematische Zeichnung der U_f -Teststruktur im Querschnitt. Die Mesa-Strukturen haben eine quadratische Grundfläche, die Kantenlängen variieren von $40\text{ }\mu\text{m}$ bis $100\text{ }\mu\text{m}$.

Da GaN-Substrate immer noch sehr teuer sind werden die Versuche zur Optimierung der Spannung auf SiC Substraten durchgeführt. Um ein Zerbrechen der Scheiben während der Prozessierung zu vermeiden wird das etwa $300\text{ }\mu\text{m}$ dicke Substrat nicht gedünnt.

Die Messungen finden mit Hilfe von Kontaktiernadeln direkt auf der Scheibe statt, ohne dass ein aufwändiges Vereinzeln und Montieren der Bauelemente notwendig ist. In einer automatisierten Messung werden die Strom-Spannungs-Kennlinien von etwa 90 Mesa-Strukturen pro Wafer aufgenommen.

5.4.3 Spannungsanalyse an der U_f -Teststruktur

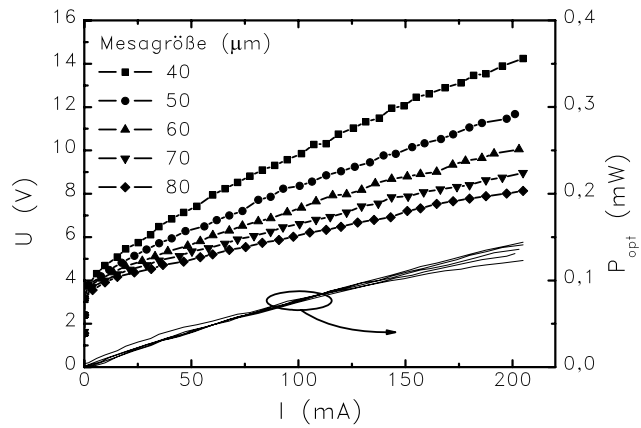
An der neu entwickelten U_f -Teststruktur werden zuerst einige Analysen durchgeführt, die ihre Tauglichkeit verifiziert.

Um genaue Strom-Spannungs-Kennlinien bei Messungen mit nur einer Messnadel zu erhalten, wird die Größe des Zuleitungswiderstands benötigt. Mesa-Strukturen ab einer Kantenlänge $\geq 70\text{ }\mu\text{m}$ lassen sich mit 2 Nadeln kontaktieren, so dass ein stromloser Spannungsabgriff realisierbar ist. Über vergleichende Messungen mit und ohne separatem Spannungsabgriff konnte der Zuleitungswiderstand des verwendeten Messplatzes zu $2,5\text{ }\Omega \pm 0,3\text{ }\Omega$

bestimmt werden. Er beinhaltet den Ohm'schen Widerstand der stromführenden Leitung von der Pulsquelle zur Nadel sowie den Kontaktwiderstand der Nadel. Bei Messungen mit einer Nadel wird der Zuleitungswiderstand zu $2,5\ \Omega$ angenommen.

Auf der U_f -Teststruktur sind Mesa-Strukturen mit unterschiedlichen Kantenlängen realisiert. Mit den folgenden Messungen soll das Verständnis über die Zusammensetzung der Flussspannung vertieft und die Geometrie der U_f -Teststruktur überprüft werden. Abbildung 5.7 zeigt gepulste Messungen an 5 verschiedenen Mesagrößen einer Laser-Epitaxie. Als Pulsweite wurde 300 ns gewählt, das Tastverhältnis beträgt 1/100. Auf der rechten Achse ist die optische Ausgangsleistung aufgetragen. Mit der Struktur ist kein Laserbetrieb möglich. Das über die Kanten der Mesa austretende Licht der spontanen Emission kann aber trotzdem quantitativ erfasst werden.

Abbildung 5.7: Gepulste Messungen verschiedener Mesagrößen. Das über die Mesakanten austretende Licht kann detektiert werden. Deutlich zu sehen ist die Flächenabhängigkeit der Spannung.



An den Strom-Spannungs-Kennlinien sind deutlich die größeren Spannungen für kleinere Flächen zu erkennen. Für die abgebildeten Kurven wurde die Flussspannung U_f bei 100 mA bestimmt und zusammen mit den U_f -Werten zweier weiterer Laser-Epitaxiefahrten in Abbildung 5.8 über der reziproken Fläche aufgetragen. Es lässt sich eine lineare Abhängigkeit erkennen, die durch die eingezeichneten Fitgeraden verdeutlicht wird. Der Unterschied im U_f zwischen den unterschiedlichen Epitaxien vergrößert sich mit Verkleinerung der Fläche. So beträgt der Unterschied ΔU_f der gemessenen Scheiben bei der Mesa mit $80\ \mu\text{m}$ Kantenlänge $\Delta U_f = 0,6\ \text{V}$, für $40\ \mu\text{m}$ $\Delta U_f = 1,5\ \text{V}$. Für ein Vergleich der Spannungen über einen Wafer oder von Wafer zu Wafer eignet sich der an einer kleinen Mesa gemessene U_f -Wert.

Die Flussspannung U_f setzt sich in guter Näherung wie folgt zusammen:

$$U_f = U_0 + R_s \cdot I = \frac{E_g}{q} + U_{\text{Barriere}} + R_s \cdot I \quad (5.2)$$

Eine erhöhte Spannung kann 2 Ursachen haben:

1. verringerte Leitfähigkeit einer oder mehrerer Schichten, also ein erhöhtes R_s , oder
2. die Bildung oder Vergrößerung einer Potentialbarriere U_{Barriere} .

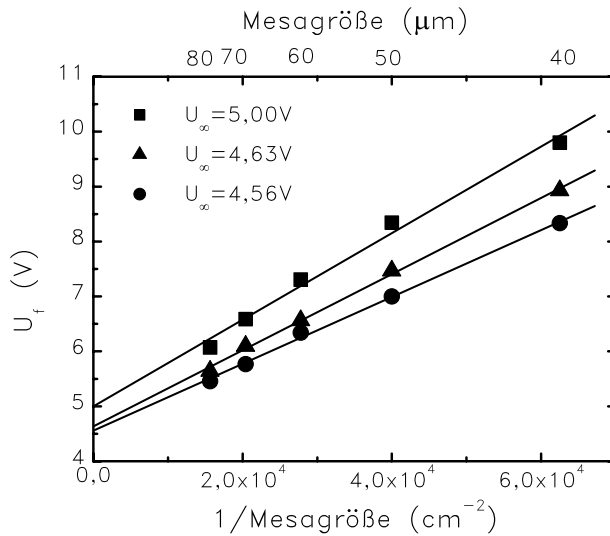


Abbildung 5.8: U_f -Werte bei 100 mA von jeweils 5 Mesagrößen dreier unterschiedlicher Laser-Epitaxiefahrten. Am Schnittpunkt der Fitgeraden mit der Spannungsachse kann der von der Fläche unabhängige Anteil der Flussspannung U_∞ abgelesen werden.

Um dies differenzieren zu können wird meistens der Serienwiderstand R_s betrachtet. Dazu kann man die Strom-Spannungs-Kennlinien aus Abbildung 5.7 z.B. zwischen $I = 100$ mA und $I = 200$ mA linear fitten. Die Steigung der Fitgeraden entspricht dem Serienwiderstand R_s , der Schnittpunkt mit der Spannungsachse heißt U_0 . Bei GaAs-basierenden Bauelementen sind die Kniespannung U_K und U_0 identisch und es gilt $U_0 = U_K = E_g/q$.

Bei den hier untersuchten Laserdioden ist meistens eine starke Verrundung der Strom-Spannungs-Kennlinie bei kleinen Strömen feststellbar, was zu $U_0 > U_K$ führt (siehe Abbildung 3.1 b)). In Kapitel 3.1 wird dieses Verhalten durch eine zweite, seriell verschaltete, parasitäre Diode erklärt. Der gefittete Serienwiderstand ist also keine rein flächenabhängige Größe, sondern ist durch einen flächenunabhängigen Diodenanteil von z.B. Heterogrenzflächen überlagert. Im Folgenden wird eine Methode vorgestellt, mit der eine Trennung vom flächenabhängigen und flächenunabhängigen Anteil der Gesamtspannung möglich ist.

Die in Abbildung 5.8 eingezeichneten Fitgeraden der U_f -Werte über der inversen Mesafläche lassen sich bis zu unendlich großer Fläche extrapolieren. Diese Werte U_∞ repräsentieren den flächenunabhängigen Anteil der Flussspannung U_f . Subtrahiert man die aus Abbildung 5.8 bestimmten Werte U_∞ von den ursprünglichen U_f -Werten, erhält man den flächenabhängigen Anteil der Flussspannung. Wird dieser durch den entsprechenden Strom geteilt, erhält man den von der Fläche abhängigen Widerstand $R_{FI} = (U_f - U_\infty)/I_f$. Dieser ist in Abbildung 5.9 für die drei bisher betrachteten Laser-Epitaxiefahrten über der reziproken Mesafläche aufgetragen. Der lineare Fit ergibt eine Ursprungsgerade, deren Steigung den rein durch Flächeneffekte beeinflussten Flächenwiderstand $R_\square$ quantifiziert. Die aus dem Diagramm abgelesenen Werte liegen im Bereich von $R_\square = 6\text{--}8 \cdot 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$.

Durch Analyse der Strom-Spannungs-Kennlinien an verschieden großen Teststrukturen ist es also möglich, den von der Fläche abhängigen Anteil der Flussspannung vom flächenunabhängigen Anteil zu trennen.

Unabhängig von der Größe der stromdurchflossenen Fläche tragen die folgenden Komponenten zur Gesamtspannung bei:

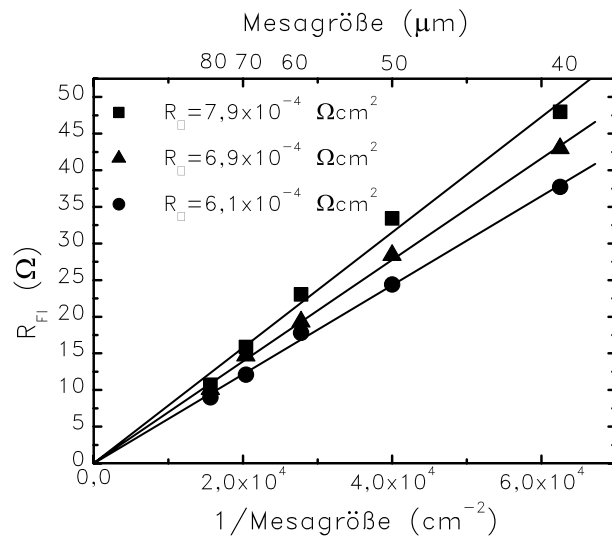


Abbildung 5.9: Flächenabhängiger Widerstand R_{Fl} über der reziproken Fläche. $R_{Fl} = (U_f - U_\infty)/I_f$. Aus der Steigung der Fitgeraden liest man den Flächenwiderstand $R_\square$ ab.

- der pn-Übergang
- der Heteroübergang SiC-Epitaxie
- Heterogrenzflächen im Halbleiter, z.B. GaN / AlGaN
- Grenzflächen Halbleiter-Kontaktmetall.

Einen flächenabhängigen Beitrag zur Flussspannung leisten:

- die Kontaktwiderstände
- der Schichtwiderstand der Halbleiterschichten
- der Schichtwiderstand des SiC-Substrats.

Ein Halbleiter-Metall-Kontakt kann eine Schottky-Barriere Φ_B ausbilden, besitzt aber immer einen Ohm'schen Serienwiderstand. Da die Mesa nur bis zum SiC-Substrat geätzt ist, findet im Substrat eine Stromaufweitung statt, was zu einem großflächigen n-Kontakt führt. Der Spannungsabfall über dem SiC-Substrat und über dem n-Kontakt ist also im wesentlichen unabhängig von der Mesa-Fläche, trägt aber als konstanter Wert zur Gesamtspannung bei.

Bei der hier untersuchten U_f -Teststruktur beinhaltet der Flächenwiderstand $R_\square$ lediglich die Größen:

1. p-Kontaktwiderstand
2. Schichtwiderstände der Halbleiterschichten.

Da die Beweglichkeit der Elektronen ($\mu_e \approx 100 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$) etwa 10 mal größer ist als die der Löcher ($\mu_h \approx 10 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$) [24, 63], sind die Schichtwiderstände der n-Halbleiter deutlich geringer als die der p-dotierten Schichten. Daher wird $R_{\square}$ von der p-Seite des Lasers dominiert.

Unterschiede der flächenunabhängigen Spannung U_{∞} sind bei verschiedenen Epitaxien gleicher Emissionswellenlänge hauptsächlich auf Änderungen von:

1. Heterogrenzflächen im Halbleiter
2. Potentialbarrieren am p- oder n-Kontakt

zurückzuführen.

5.4.4 R_{th} -Bestimmung an der U_f -Teststruktur

Für die Bestimmung der Bauteiltemperatur im CW-Betrieb wird der thermische Widerstand der Mesa-Strukturen benötigt. Dieser setzt sich aus den einzelnen Beiträgen der Halbleiterschichten, des Substrats und dem Übergang von der Scheibe auf die Unterlage zusammen. Daher wird im Folgenden der thermische Widerstand mit der U_f -Methode an einer U_f -Teststruktur ermittelt.

Dazu werden temperaturabhängige Strom-Spannungs-Kennlinien benötigt. Bei der verwendeten Pulslänge von 300 ns und einem Tastverhältnis von 1/100 wird davon ausgegangen, dass die Temperatur des Bauteils während der Messung nur minimal von der eingestellten Temperatur der Wärmesenke abweicht. In Abbildung 5.10 sind Strom-Spannungs-Kennlinien einer Mesa-Struktur mit 100 μm Kantenlänge dargestellt. Die dünnen Linien

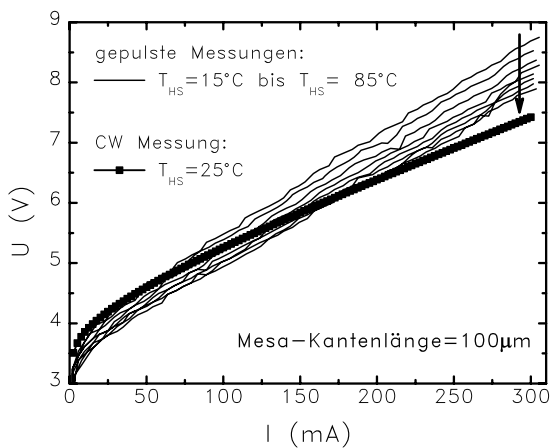


Abbildung 5.10: Strom-Spannungs-Kennlinien einer 100 μm großen Mesa-Struktur einer U_f -Teststruktur. Abgebildet sind gepulste Kennlinien bei Wärmesenkentemperaturen von 15 $^{\circ}\text{C}$ bis 85 $^{\circ}\text{C}$ sowie eine CW-Kurve bei $T_{\text{HS}} = 25^{\circ}\text{C}$.

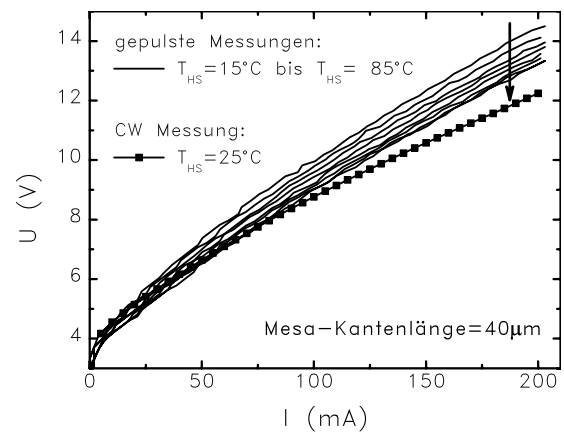


Abbildung 5.11: Strom-Spannungs-Kennlinien einer 40 μm großen Mesa-Struktur einer U_f -Teststruktur. Die kleinere Fläche führt zu höheren Spannungen und zu einer stärkeren Erwärmung, was die Schnittpunkte von gepulsten und CW-Kennlinien auf kleine Ströme beschränkt.

repräsentieren gepulste Messungen bei Umgebungstemperaturen von 15 °C bis 85 °C in 10 °C Schritten. Die Kurve mit den Symbolen repräsentiert die CW-Kennlinie bei einer Wärmesenktemperatur T_{HS} von 25 °C. Wegen der Erwärmung aufgrund der elektrischen Verlustleistung verläuft die CW-Kurve flacher als die gepulsten Kennlinien, was zu Schnittpunkten führt. Ein Vergleich von gepulster und CW-Spannung ist im Bereich von 75 mA bis 200 mA möglich. Abbildung 5.11 zeigt die gleiche Messung an einer Mesa-Struktur mit 40 μm Kantenlänge.

Die gepulsten Kennlinien werden linear gefittet, um den Fehler durch die verrauschte Kurven zu minimieren. Aus diesen Fits werden für ausgesuchte Stromwerte die Flussspannungen U_f für alle gemessenen Temperaturen bestimmt und wie in Abbildung 5.12 dargestellt durch Symbole aufgetragen. Nach Gl. (4.6) besteht zwischen der Flussspannung und der Temperatur ein exponentieller Zusammenhang. Die in Abbildung 5.12 eingezeichneten Linien sind daher exponentielle Fitkurven nach der Gleichung:

$$U_f(T) = A_1 \cdot e^{\frac{-T}{T_{Uf}}} + U_{f\infty}, \quad (5.3)$$

mit den Fit-Koeffizienten A_1 , T_{Uf} und $U_{f\infty}$. Man kann erkennen, dass der Temperaturgang für höhere Ströme ausgeprägter ist. Die Nichtlinearität verstärkt sich noch bei kleineren Flächen.

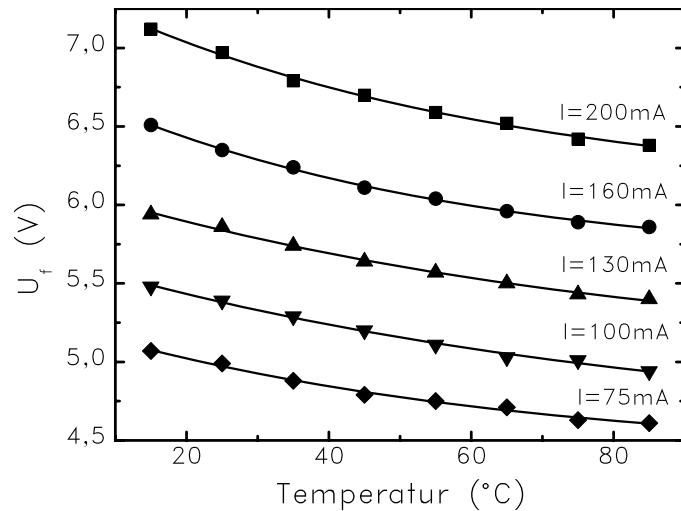


Abbildung 5.12: Die Symbole stellen die gepulsten Flussspannungen U_f in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur für verschiedene Ströme dar. Die Linien sind exponentielle Fitkurven.

Mit den so ausgewerteten Messungen kann der thermische Widerstand R_{th} wie folgt bestimmt werden. Aus der CW-Kennlinie in Abbildung 5.10 wird ein $U_f(I)$ abgelesen. In Abbildung 5.12 wird diesem $U_f(I)$ durch Vergleich mit den gepulsten U_f -Werten bei verschiedenen Temperaturen eine Bauteiltemperatur zugewiesen. Daraus wird die Temperaturerhöhung $\Delta T(I)$ bestimmt. Zusammen mit der elektrischen Verlustleistung P_{el} wird der thermische Widerstand R_{th} errechnet:

$$R_{th}(I, A) = \frac{\Delta T}{\Delta P_{el}} = \frac{\Delta T(I)}{U_f \cdot I}. \quad (5.4)$$

Dieser Formalismus kann für jede Mesa-Struktur für mehrere Ströme durchgeführt werden. Bei niedrigen Strömen sind die Kennlinien stark verrundet, und die ermittelten Werte von

R_{th} daher mit einem größeren Fehler behaftet. In Tabelle 5.2 sind die Mittelwerte und die Standardabweichungen von R_{th} für 4 verschiedene Mesaflächen angegeben, bestimmt aus 3, bei hohen Strömen errechneten Werten.

Tabelle 5.2: Thermischer Widerstand R_{th} für verschiedene Mesagrößen der U_f -Teststruktur. Die Werte der letzten Spalte sind mit Formel (5.5) berechnet.

Mesagröße (μm)	Fläche A (cm^2)	R_{th} ($\frac{\text{K}}{\text{W}}$)	R_{th} aus Fit ($\frac{\text{K}}{\text{W}}$)
40	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$112,9 \pm 7,1$	119,5
60	$3,6 \cdot 10^{-5}$	$66,5 \pm 3,4$	67,4
80	$6,4 \cdot 10^{-5}$	$44,8 \pm 4,2$	49,1
100	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$41,0 \pm 5,3$	40,7

In Abbildung 5.13 sind diese Werte über die inverse Mesafläche aufgetragen. In guter Näherung kann eine lineare Fitgerade eingezeichnet werden, die aus einem flächenunabhängigen Anteil und einer flächenabhängigen Steigung besteht:

$$R_{th}(A) = 25,7 \frac{\text{K}}{\text{W}} + \frac{1,4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}^2 \text{K}}{\text{W}}}{A}. \quad (5.5)$$

Der thermische Widerstand verhält sich also reziprok zur Mesafläche. Der Fit liegt bei allen Punkten innerhalb der Fehlerbalken, die berechneten Werte sind ebenfalls in Tabelle 5.2 angegeben. Mit Gleichung (5.5) lassen sich die thermischen Widerstände beliebiger Mesagrößen errechnen. Diese Werte dienen später der Bestimmung der Temperatur des pn-Übergangs T_J im CW-Betrieb.

Bei der kleinsten Mesa schneiden sich gepulste und CW-Kennlinien zwischen 25 mA und 80 mA, wie in Abbildung 5.11 dargestellt ist. Für die Auswertung steht also nur ein kleiner Strombereich zur Verfügung, in dem die Strom-Spannungs-Kennlinien stark verrundet sind. Dies erklärt die große Standardabweichung des thermischen Widerstands für die

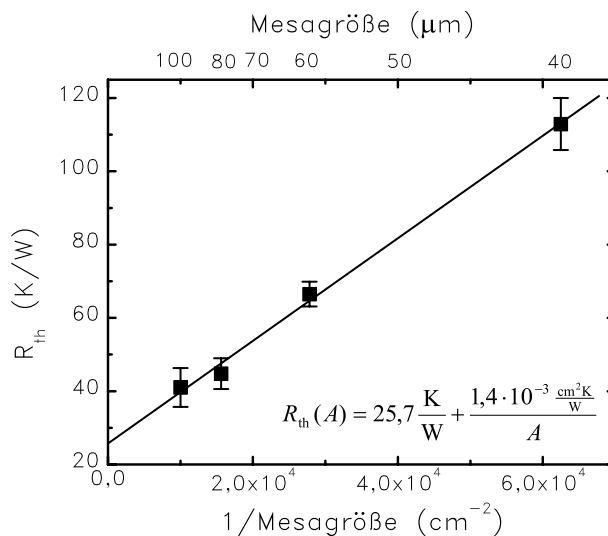


Abbildung 5.13: Thermischer Widerstand R_{th} über der inversen Mesafläche aufgetragen. Mittelwert und Standardabweichung setzen sich aus 3, bei unterschiedlichen Strömen bestimmten Werten zusammen. Die lineare Fitgerade ermöglicht die Bestimmung des R_{th} bei beliebigen Mesagrößen.

40 μm -Mesa. Trotzdem repräsentiert der lineare Fit aus Abbildung 5.13 sehr gut die Messergebnisse.

Der flächenunabhängige Teil des thermischen Widerstands kommt durch den Bereich des Wärmepfades zustande, der bei der U_f -Teststruktur nicht strukturiert ist, und damit bei allen Mesa-Strukturen als konstanter Wert einfließt. Dazu zählt z.B. der Wärmewiderstand des SiC-Substrates. Den größten Anteil am flächenunabhängigen Teil des Wärmewiderstands hat der Übergang von der Scheibe auf die Unterlage, da keine Wärmeleitpaste verwendet wurde.

5.4.5 Erreichbare Stromdichte in der U_f -Teststruktur

Die U_f -Teststruktur wurde auch eingeführt, um das Alterungsverhalten der Epitaxie studieren zu können. Wichtig hierfür ist, dass eine Stromdichte ähnlich der im Laserbetrieb erreicht werden kann, wofür kleine Flächen benötigt werden. Zum Erreichen einer bestimmten Stromdichte sind mehrere Kombinationen von Mesagröße und entsprechendem Strom möglich, wobei sich die Kombinationen in der Verlustleistung und damit der Betriebstemperatur unterscheiden. Zur Bestimmung des optimalen Arbeitspunktes ist in Abbildung 5.14 das Verhältnis von Strom zu Stromdichte für 5 MesaGrößen mit Symbolen aufgetragen.

Bei gleichem Strom kann durch die Wahl einer kleineren Mesa-Struktur eine höhere Stromdichte erreicht werden. Wie aus Abbildung 5.7 ersichtlich, fällt bei gleichem Strom mit kleinerer Fläche eine höhere Spannung ab, was zu einer höheren elektrischen Verlustleistung

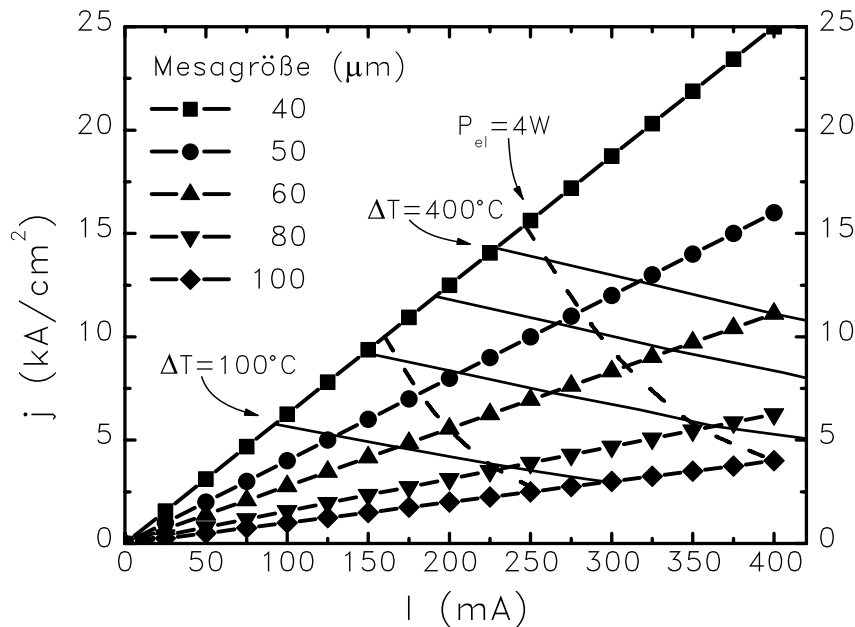


Abbildung 5.14: Verhältnis von Strom zu Stromdichte für verschiedene MesaGrößen. Die gestrichelten Linien markieren den Betriebszustand, bei dem eine Verlustleistung P_{el} von 2 W bzw. 4 W erreicht ist. Die durchgezogenen Linien repräsentieren Zustände gleicher thermischer Belastung $T_J = 100^\circ\text{C}$ bis $T_J = 400^\circ\text{C}$ in 100°C Schritten.

P_{el} führt. Diese wurde aus den Daten von Abbildung 5.7 zu

$$P_{\text{el}} = (U_0 + R_s I) \cdot I = U_0 I + R_s I^2 \quad (5.6)$$

bestimmt und als Leistungshyperbel in Abbildung 5.14 eingetragen. Für eine vorgegebene Verlustleistung haben die kleineren Mesa-Strukturen einen kleineren nutzbaren Strombereich als die größeren Strukturen. Für die selbe maximale Temperaturerhöhung verstärkt sich dieser Effekt aufgrund des thermischen Widerstands noch.

In Abschnitt 4.4.3 wurde der thermische Widerstand für U_f -Teststrukturen bestimmt. Mit Hilfe der Gleichung (5.5) ist es möglich, Betriebsbedingungen, die zur gleichen Temperaturerhöhung ΔT führen, zu errechnen. In Abbildung 5.14 markieren die durchgezogenen Linien die Erhöhung der Bauteil-Temperatur gegenüber der Umgebungstemperatur von $\Delta T = 100^\circ\text{C}$ bis $\Delta T = 400^\circ\text{C}$ in 100°C Schritten. Lässt man z.B. eine Temperaturerhöhung von 300°C zu, kann mit einer $60\,\mu\text{m}$ -Struktur bei einem Strom von $340\,\text{mA}$ eine Stromdichte von $9,4\,\text{kA}/\text{cm}^2$ erreicht werden, was vergleichbar zu Laserstromdichten ist und daher einen geeigneten Arbeitspunkt darstellt.

Kapitel 6

Kontinuierliche Alterung

Die Lebensdauer von Laserdioden kann durch verschiedene Mechanismen begrenzt sein. Einflüsse, die die Eigenschaften der Laserdioden graduell verschlechtern, werden in diesem Kapitel näher untersucht. Eine bei optoelektronischen Halbleitern bekannte Ursache für die Degradation ist die Bildung von nichtstrahlenden Rekombinationszentren. Dieses Alterungsverhalten wird in Abschnitt 6.1 anhand von Kleinstromkennlinien bei Laserdioden auf SiC-Substrat näher erläutert.

Die Degradationsrate der Laserdioden hängt in erster Linie von der Qualität der epitaktischen Schichten ab. Dazu zählt vor allem die aktive Zone, deren Einfluss auf die Alterung in Abschnitt 6.2 phänomenologisch untersucht wird. In Abschnitt 6.3 wird der Einfluss der Defektdichte auf die Degradation von Laserdioden untersucht. Es wird demonstriert, dass durch Verwendung von freistehendem GaN-Substrat die Lebensdauer der violett-blauen Laserdioden signifikant verbessert werden kann.

6.1 Nichtstrahlende Rekombinationszentren

6.1.1 Laseralterung durch Bildung von NRZ

Es ist nachgewiesen, dass Magnesium während der Epitaxie in bereits gewachsene Schichten diffundiert. Erreicht das Magnesium die aktive Zone, verschlechtert sich die Elektrolumineszenz von Leuchtdioden drastisch [117, 118]. Die Abhängigkeit der Alterung blau-violetter Laserdioden von der Temperatur (Abbildung 5.3) lässt auf eine Aktivierung bestehender Störungen oder einen Diffusionsprozess schließen. Daher wird eine Migration oder Diffusion von Magnesium während des Betriebs häufig für die Alterung verantwortlich gemacht. Da sich eine reduzierte Dichte der Linienversetzungen positiv auf das Alterungsverhalten auswirkt (siehe Abbildung 2.5), wird in Abschnitt 6.3 ein Zusammenhang zwischen Magnesium-Diffusion und Defektdichte untersucht.

Magnesium bildet in den Quantenfilmen Punktdefekte, die als nichtstrahlende Rekombinationszentren (NRZ) wirken [117, 118, 119, 120]. Damit erhöht sich die Wahrscheinlichkeit,

dass Ladungsträger über diese Störstellen nichtstrahlend rekombinieren. Dadurch verkürzt sich die Lebensdauer τ_{nr} und mit Gleichung (3.18) auch τ_s . Für eine gegebene Laserdiode ist der Schwellgewinn g_{th} und damit die Ladungsträgerdichte $n = n_{th}$ konstant. Unter der Voraussetzung, dass sich die interne Effizienz η_i nicht ändert, führt eine Reduzierung der Lebensdauer τ_s nach Gleichung (3.17) zu einer Erhöhung der Laserschwelle j_{th} .

Auch Störungen im Kristallgitter stellen Punktdefekte dar, die im Laufe der Zeit zu NRZ werden. Daher beeinflusst auch eine verbesserte Qualität der aktiven Zone die Degradation der Laserdioden positiv. In erster Linie kann dies über einen homogenen und störungsfreien Einbau von Indium in den Quantenfilmen erreicht werden. Dazu muss die Wachstumstemperatur (Abschnitt 6.2.1) und der Verspannungshaushalt des Kristallgitters (Abschnitt 6.2.2) optimiert werden.

6.1.2 Nachweis von NRZ durch Kleinstromkennlinien

Im Abschnitt 3.1.9 wurde gezeigt, wie mit Hilfe des Ersatzschaltbildes 3.4 unterschiedlich geformte Kleinstromkennlinien nachgebildet werden können. Der nächste Schritt besteht nun darin, die während einer Alterung gemessenen Kurven zu modellieren, um aus den Änderungen der Parameter eine Alterungsursache ableiten zu können.

Als Beispiel soll in diesem Abschnitt die kontinuierliche Degradation eines Lasers auf SiC-Substrat untersucht werden. In Abbildung 6.1 sind Kleinstromkennlinien von 0 h bis 95 h einer Alterung bei $P_{opt} = 10$ mW abgebildet. Die Symbole repräsentieren Messpunkte, die durchgezogenen Linien sind an die Messungen angepasste Rechnungen. An der 0 h-Kurve wurden die Parameter für den pn-Übergang, die parasitäre serielle Diode und einiger Widerstände ermittelt. Diese, in Tabelle 6.1 aufgezählten Größen, gelten für alle Rechnungen in Abbildung 6.1.

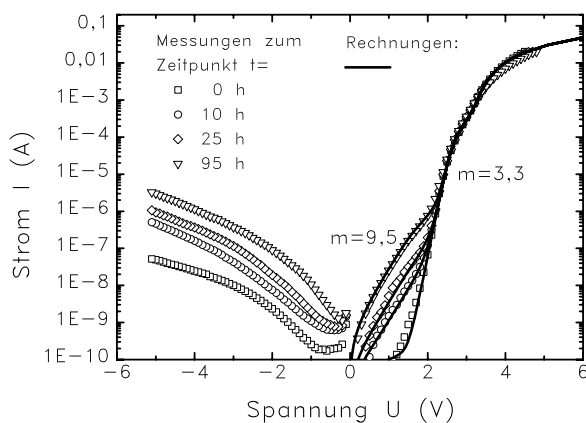


Abbildung 6.1: Kleinstromkennlinien eines Lasers auf SiC-Substrat, gemessen während der Alterung (Symbole). Die Messungen der gealterten Laserdiode können in Vorwärtsrichtung durch eine parasitäre, parallele Diode mit einem sehr hohen Idealitätsfaktor modelliert werden (Linien).

Damit die parasitäre, parallele Diode D_n für die Kennlinie bei 0 h nicht wirksam ist, wurde der Querleitungswiderstand R_q auf einen sehr hohen Wert gesetzt. Für die Modellierung der Kurven bei 10 h, 25 h und 95 h wird D_n benötigt, der Verlauf von R_q ist als Balkendiagramm in Abbildung 6.2 a) dargestellt. Der Idealitätsfaktor stellt sich als annähernd konstant

Tabelle 6.1: Die während der Alterung für die Rechnungen konstant angenommenen Parameter des pn-Übergangs, der seriellen parasitären Diode und der Ohm'schen Widerstände.

Beschreibung	Formelzeichen	Wert
für den pn-Übergang:		
Sättigungsstrom	I_0	$4,0 \cdot 10^{-18} \text{ A}$
Idealitätsfaktor	m	3,3
für die serielle Diode:		
Sättigungsstrom	$I_{0,Ds}$	$1,0 \cdot 10^{-8} \text{ A}$
Idealitätsfaktor	m_{Ds}	1,4
für die Widerstände:		
Serienwiderstand	R_s	47Ω
Nebenschlusswiderstand	R_n	$1,0 \cdot 10^{+10} \Omega$
Verlustwiderstand der seriellen Diode	$R_{n,Ds}$	$1\,000 \Omega$

heraus, und ist mit seinem Wert $m_{Dn} = 9,5$ extrem hoch. Der Parameter, der sich mit der Alterung am stärkst verändert, ist der Sättigungsstrom der parallelen Diode $I_{0,Dn}$, dessen zeitlicher Verlauf in Abbildung 6.2 b) dargestellt ist. Die Erhöhung von $I_{0,Dn}$ ist für den in Abbildung 6.1 sichtbaren Stromanstieg im Bereich 0 V bis +2 V verantwortlich.

Der hohe Idealitätsfaktor der parallelen Diode D_n ist charakteristisch für die Alterung von Laserdioden auf SiC-Substrat, ebenso wie die Erhöhung des Sperrstroms I_S . Aufgrund der Modellierung der Vorwärtsrichtung ist ein Ohm'scher Nebenschluss als Ursache für den erhöhten Strom unterhalb +2 V ausgeschlossen. Eine parallele Diode, die in die gleiche Richtung wie der pn-Übergang zeigt, führt nicht zu einem erhöhten Sperrstrom (Abschnitt 3.1.9). Nach Gleichung (3.11) geht in den Strom in Rückwärtsrichtung auch der Generationsstrom I_G ein. Dieser kann durch nichtstrahlende Rekombinationszentren (NRZ) verursacht werden, die in Flussrichtung den Rekombinationsstrom I_R bewirken.

Das Erzeugen von NRZ z.B. durch Bildung von Punktdefekten wie Gitterfehlstellen oder Diffusion von Dotieratomen in die aktive Zone ist ein in der Literatur bekannter Mechanis-

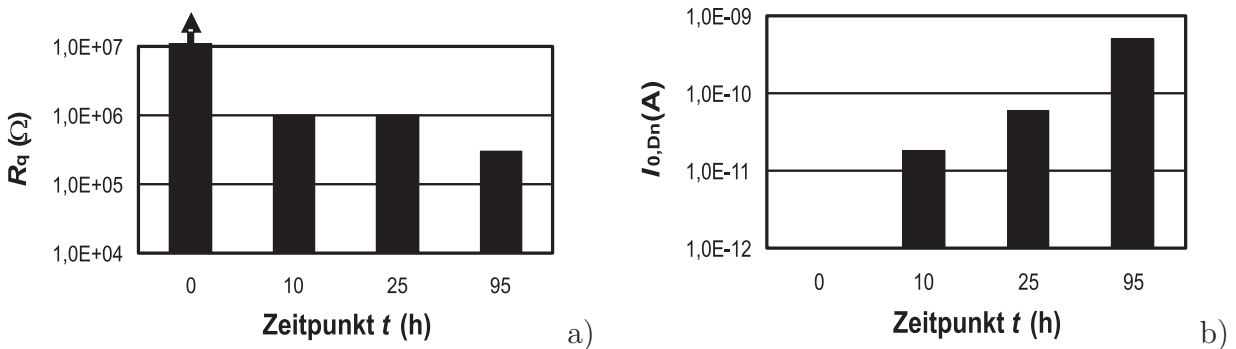


Abbildung 6.2: Zeitlicher Verlauf der Parameter R_q und $I_{0,Dn}$, die zur Modellierung der Kleinstromkennlinien in Abbildung 6.1 verwendet wurden.

mus, der zur Erklärung der Degradation von Halbleiter-Bauelementen herangezogen werden kann. So werden ähnliche Veränderungen in der Kleinstromkennlinie bei GaN-LEDs [121, 122], aber auch bei LEDs auf AlInGaP-Basis [123] oder GaP-Basis [124] mit der Generation von NRZ erklärt. Dieser Mechanismus beschreibt die betrachteten Kleinstromkennlinien am besten, dürfte nach der Theorie von Shockley aber nur zu einen Idealitätsfaktor von maximal $m = 2$ führen (Abschnitt 3.1.2).

Eine mögliche Erklärung für den hohen Idealitätsfaktor wäre eine serielle Verschaltung mehrerer pn-Übergänge, was hier aber sicher nicht die Ursache ist. Perlin et al. untersuchte Kleinstromkennlinien von InGaN/AlGaIn/GaN-Doppel-Heterostrukturen und ermittelte Idealitätsfaktoren von etwa $m = 5$ bei Raumtemperatur [125]. Er führt dieses Verhalten auf einen anderen dominierenden Transportmechanismus der Ladungsträger zurück: dem Tunneln der Ladungsträger zu tiefen Störstellen in der Raumladungszone, die anschließend strahlend oder nichtstrahlend rekombinieren. Dieses Modell des defekt-assistierten Tunnelns wird von Cao et al. bestätigt, der seine Untersuchungen an LEDs mit GaN/InGaIn-Quantenfilmen durchgeführt hat [126, 127, 128]. Eine Reduzierung des Idealitätsfaktors von $m = 8,5$ auf $m = 2,8$ wird auf eine Verbesserung in der Qualität der aktiven Zone mit einer deutlich verringerten Anzahl von Defekten zurück geführt. Als Beispiele für tiefe Störstellen, die den defekt-assistierten Tunnelstrom verursachen, werden dort Verunreinigungen mit Sauerstoff, Stickstoff-Fehlstellen, Mg-H-Komplexe und strukturelle Defekte genannt.

In [129] stellt Cao et al. einen erhöhten Idealitätsfaktor bei InGaIn/GaN-LEDs nach einem Betrieb von 120 h bei 150 A/cm^2 fest. Dies wird durch eine vergrößerte Anzahl von Punktdéfekten erklärt, die sowohl die nichtstrahlende Rekombination als auch den Tunnelstrom zu tiefen Störstellen erhöht. Beide Mechanismen führen in einer Laserdiode zu einer reduzierten Ladungsträger-Lebensdauer τ_s und erhöhen so die Laserschwelle. Daher werden elektrisch aktive Punktdéfekte im weiteren Verlauf der Arbeit NRZ genannt.

Die Bildung von NRZ in der aktiven Zone während des Betriebs von InGaIn-Laserdioden auf SiC-Substrat kann also mit Hilfe von Kleinstromkennlinien nachgewiesen werden. Indikator dafür sind ein erhöhter Sperrstrom sowie eine parasitäre, parallele Diode mit sehr hohem Idealitätsfaktor.

6.2 Qualität der aktiven Zone

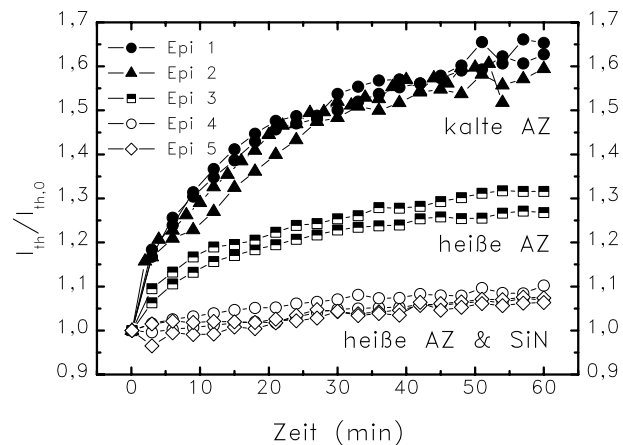
Die Eigenschaften eines Halbleiterlasers hängen ganz entscheidend vom Design und der Beschaffenheit der aktiven Zone, also der Quantenfilme und deren Barrieren ab. In diesem Kapitel werden Varianten in der epitaktischen Herstellung der Laserschichten und deren Auswirkungen auf die Alterung untersucht.

6.2.1 Wachstumstemperatur der aktiven Zone

Bei 405 nm Laserdioden bestehen die Quantenfilme aus InGaIn mit einem Anteil von etwa 10 % Indium, das in GaIn eingebettet ist. Die Einbaueffizienz von Indium in das GaIn-

Gitter ist stark temperaturabhängig. Je höher die Wachstumstemperatur ist, desto weniger Indium baut sich ein, was durch ein höheres Angebot an Indium beim Epitaxie-Prozess ausgeglichen werden muss. Daher wurden Versuche mit verschiedenen Temperaturen und jeweils entsprechendem Indiumfluss durchgeführt. Gepulste Messungen an Oxidstreifen-Laserdioden ergaben keine signifikanten Unterschiede in Schwelle und Steilheit. Mit dem in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Verfahren wurden Laserbarren gealtert. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.3 an den Epiläufen 1 – 3 dargestellt. Die Varianten, die mit kalter aktiver Zone (Epi 1 und 2) hergestellt wurden, altern auf 60 Minuten etwa doppelt so stark wie die Referenz mit heißer aktiver Zone (Epi 3).

Abbildung 6.3: Alterungsverlauf der gepulsten Laserschwelle an verspiegelten Oxidstreifenlaser-Barren. Die Laser mit hoher Wachstumstemperatur und hohem Indiumfluss in der aktiven Zone (heiße AZ), Epi 3, altern deutlich langsamer im Vergleich zu den Epis 1 und 2 mit kalt gewachsener aktiver Zone (kalte AZ). Eine weitere signifikante Verbesserung lässt sich durch das Einfügen einer in-situ SiN-Schicht erreichen.



Der Grund dafür ist offensichtlich die unterschiedliche Kristallqualität der dünnen InGaN-Quantenfilme. Bei zu niedriger Wachstumstemperatur werden viele Kristallstörungen und Punktdefekte generiert, die als nichtstrahlende Rekombinationszentren (NRZ) wirken können. Die vergleichbaren Laserdaten der ungealterten Laser sind ein Indiz dafür, dass die Defektzentren erst durch die elektrische und thermische Belastung der Alterung aktiviert werden. Eine andere Erklärung ist, dass die eingebauten Punktdefekte wie z.B. Gitterfehlstellen während des Betriebs neue Defekte generieren, was einer Zunahme von NRZ entspricht und die Erhöhung der Laserschwelle erklärt.

Durch weitere Variationen in der Wachstumstemperatur der Quantenfilme konnte ein Optimum für das Alterungsverhalten gefunden werden. So kann die Temperatur nicht beliebig erhöht werden, da das Indium sonst von der Oberfläche desorbiert und trotz hohem Angebot des Indiums in der Gasphase nicht mit hoher Kristallqualität eingebaut werden kann.

6.2.2 Verspannungshaushalt der epitaktischen Schichten

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, dass die Qualität der InGaN-Quantenfilme, und damit auch die Stabilität der Laserdioden, von der Wachstumstemperatur in der aktiven Zone abhängt. Ein weiterer wichtiger Parameter, der den Einbau von Indium in ein GaN-Kristallgitter beeinflusst, ist die Art und Stärke der Verspannungen an der Oberfläche.

Eine Möglichkeit, den Verspannungshaushalt der epitaktischen Schichten zu beeinflussen, ist der Einbau einer in-situ SiN-Schicht. Ausführliche Untersuchungen von Stephan Miller

[32] mit Hilfe der Röntgendiffraktometrie (XRD) zeigen einen Einfluss der SiN-Schicht auf den Verspannungshaushalt darüberliegender Schichten. Die kompressive Verspannung wird deutlich reduziert, so dass die Schichten auf relaxierterem Untergrund aufwachsen können. Dies hat einen sehr guten Einfluss auf die Kristallqualität der aktiven Zone.

Der Einbau einer in-situ SiN-Schicht in GaN zur Defektreduktion ist in Abschnitt 2.3.5 beschrieben. Da beim Laser keine GaN-Schichten zur Verfügung stehen, die weit genug von der aktiven Zone entfernt sind, erfolgt der Einbau in der aluminiumhaltigen Mantelschicht. In diesem Fall ergaben Untersuchungen mittels TEM eine nur unwesentliche Reduzierung der Stufenversetzungen um Faktor 2 [47, 48]. Trotzdem beeinflusst die SiN-Schicht die Laserparameter. Die Schwellen konnten um typisch 30 % gesenkt werden, wobei die Steilheit um etwa den gleichen Faktor steigt. Auch die Alterung verläuft deutlich langsamer, wie in Abbildung 6.3 an Epi 4 und 5 zu sehen ist.

Eine Reduzierung der biaxialen Verspannung konnte auch Sun et al. durch die Verwendung der NHE (nanoheteroepitaxy) nachweisen [130]. Dabei startet die Epitaxie mit „nanoscale islands“ über einer photolithographisch strukturierten Si_3N_4 -Schicht, die direkt auf dem SiC-Substrat aufgebracht ist. Die Grenzfläche zwischen SiC-Substrat und GaN-Epitaxie induziert also Verspannungen, die die Qualität der aktiven Zone negativ beeinflusst. Da bei einer Homoepitaxie keine Verspannungen durch die Grenzfläche Substrat – Epitaxie entstehen, erwartet man auch aus diesem Grund durch die Verwendung von GaN-Substraten niedrigere Schwellen und höhere Lebensdauern als bei der Epitaxie auf SiC-Substrat.

Mit der Barrenalterung über eine Dauer von 60 Minuten kann eine Aussage über die Anfangsalterung getroffen werden. Um feststellen zu können, ob sich durch den Einbau der in-situ SiN-Schicht auch die Alterungsrate im Laserbetrieb reduziert, müssen Lebensdauerests an montierten Ridgelaserdioden durchgeführt werden.

Als Referenz dient die Laserdiode, die eine Lebensdauer von 143 h im Dauerstrichbetrieb bei einer optischen Ausgangsleistung von 1 mW erreichte [110]. Ihre Quantenfilme wurden mit hoher Wachstumstemperatur gewachsen. Im Gegensatz dazu erreichten Laserdioden mit kälter gewachsenen aktiven Zonen nur Lebensdauern unterhalb 10 h, wie aus der Barrenalterung in Abbildung 6.3 zu erwarten war. In Abbildung 6.4 a) ist die Alterung des Betriebsstroms I_{op} über der Alterungszeit bei einer optischen Ausgangsleistung von 1 mW dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt die Referenz, die durchgezogene Linie einen Laser mit in-situ SiN und heiß gewachsener aktiver Zone. Die erreichte Lebensdauer konnte mit 320 h mehr als verdoppelt werden, die minimale Alterungsrate reduziert sich von 1,23 mA/h auf 0,33 mA/h.

Da die elektrische Verlustleistung P_{el} Einfluss auf die Alterung hat, ist ein Vergleich der Alterungsraten nur im Bereich gleicher Verlustleistung zulässig. In Abbildung 6.4 b) ist der zeitliche Verlauf der elektrischen Verlustleistung beider 1 mW-Alterungen aufgetragen. Sie ist bei beiden Laserdioden im dünn gestrichelt eingezeichneten Korridor gleich groß und steigt ab etwa 2 W stark an, was ein thermisches Überrollen ankündigt. Die elektrische und thermische Belastung beider Laser ist in dem Bereich, in dem die Alterungsraten bestimmt werden, vergleichbar. Die Verlängerung der Lebensdauer ist also auf den Einfluss der in-situ SiN-Schicht zurückzuführen, die durch eine Veränderung der Verspannung in den epitaktischen Schichten den Einbau von Indium in das GaN-Kristallgitter verbessert.

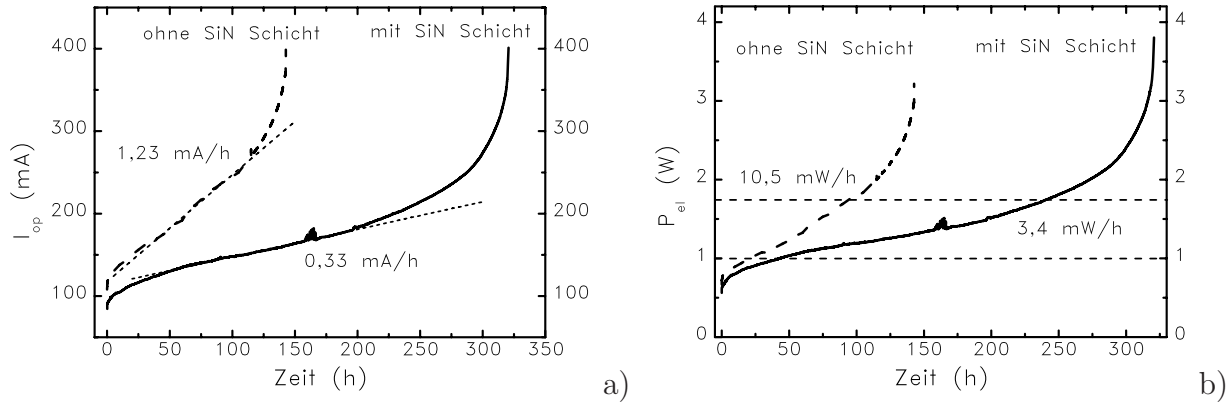


Abbildung 6.4: Verlauf einer CW-Alterung von montierten Ridgelaserdioden bei einer konstanten optischen Ausgangsleistung von 1 mW. Durch das in-situ SiN konnte die Lebensdauer von 143 h auf 320 h gesteigert werden. Da die elektrische Verlustleistung P_{el} und damit die thermische Belastung bei beiden Laserdioden gleich groß ist, ist die verbesserte Lebensdauer auf die Optimierung der Epitaxie zurückzuführen.

Dies deckt sich mit den Ergebnissen der Barrenalterung, die somit zur Vorhersage des Alterungsverhaltens einer neuen Epitaxiestruktur verwendet werden kann. Die Qualität der InGaN-Quantenfilme beeinflusst also sowohl die Anfangsalterung als auch die Degradationsrate einer Laserdiode, was auf den gleichen dominierenden Mechanismus hindeutet.

6.2.3 Anzahl der Quantenfilme

Ein weiterer Freiheitsgrad für das Design der aktiven Zone ist die Anzahl der Quantenfilme. Ein Einfach-Quantenfilm (single quantum well, SQW) hat den Vorteil, dass nur in einem Quantentopf Besetzungsinversion erreicht werden muss und daher der Schwellstrom geringer als in einem MQW (multi quantum well) ist. Bei gleicher Dicke des Quantenfilms ist der Füllfaktor Γ beim SQW kleiner als beim MQW, was diesen Vorteil allerdings teilweise kompensiert. Da unabhängig von der Anzahl der Quantenfilme der selbe modale Gewinn für eine Laseremission erforderlich ist, muss die Verstärkung und damit die Ladungsträgerinversion in einem SQW deutlich höher als in einem MQW sein.

Grundsätzlich hängt die optimale Anzahl von Quantenfilmen auch von den Barrieren zwischen den Quantenfilmen ab. Ist es beispielsweise nicht möglich, in allen Quantenfilmen eines MQWs Ladungsträgerinversion zu erreichen, führt dies zu unerwünschter Absorption in den ungepumpten Quantenfilmen, die Quantenfilmanzahl ist also zu hoch. Ist hingegen der Ladungsträgereinfang der Quantenfilme gering (kleines η_j) kann es sinnvoll sein, durch ein MQW-Design die Injektionseffizienz η_j zu steigern.

Neben dem Einfluss auf die Laserparameter ist es wichtig, den Einfluss der Quantenfilmanzahl auf die Alterung zu kennen. Dazu wurden Laserstrukturen mit 1, 2 und 3 Quantenfilmen hergestellt und als Oxidstreifenlaser prozessiert. Das Alterungsverhalten wurde anhand der verbesserten Barrenalterung aus Abschnitt 5.1.2 analysiert. Abbildung 6.5

zeigt jeweils 2 typische Verläufe einer Referenz mit 3 Quantenfilmen (TQW, triple quantum well) und einem SQW-Laser, die bei der selben Stromdichte von $j_{\text{alt}} = 10 \text{ kA/cm}^2$ gealtert wurden.

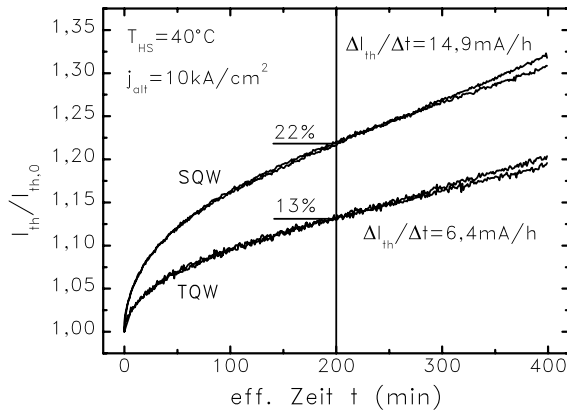


Abbildung 6.5: Barrenalterung von Laserdioden mit 1 (SQW) bzw. 3 (TQW) Quantenfilmen. Sowohl die prozentuale Anfangsalterung nach 200 min als auch die lineare Alterungsrate ist beim SQW deutlich erhöht.

Aus dem normierten Verlauf der Laserschwelle ist ersichtlich, dass die Anfangsalterung des SQW mit 22 % gegenüber dem TQW mit 13 % deutlich erhöht ist. Aus der Entwicklung des Schwellstroms wird für den TQW eine lineare Alterungsrate von $\Delta I_{\text{th}}/\Delta t = 6,4 \text{ mA/h}$ ermittelt, wohingegen der SQW mit $\Delta I_{\text{th}}/\Delta t = 14,9 \text{ mA/h}$ signifikant stärker altert.

Bei gleicher Stromdichte ist die Ladungsträgerdichte pro Quantenfilm im SQW-Laser höher als im TQW-Laser. Da alle anderen potentiellen Alterungsursachen aufgrund gleicher Randbedingungen auf beide Strukturen den gleichen Einfluss haben, muss die höhere Ladungsträgerdichte im Quantenfilm zur schnelleren Alterung des SQW-Lasers führen, was auf eine Degradation der Quantenfilme schließen lässt. Diese reduziert sowohl die interne Quanteneffizienz η_{iqe} als auch die Lebensdauer für nichtstrahlende Rekombination τ_{nr} , was den Schwellstrom negativ beeinflusst. Da im SQW-Laser auch die Ladungsträgerdichte in den Barrieren gegenüber dem TQW-Laser erhöht ist, kann eine Alterung der GaN-Barrieren nicht ausgeschlossen werden.

Die Verwendung eines SQW-Designs ist demnach nur interessant, wenn der Betriebsstrom dadurch deutlich gesenkt werden kann. Dies ist bei den hier betrachteten Laserdioden allerdings nicht der Fall, da die Schwellstromdichte für den TQW etwa $j_{\text{th}} = 8,3 \text{ kA/cm}^2$ beträgt, für den SQW hingegen sogar $j_{\text{th}} = 12,6 \text{ kA/cm}^2$. Die Qualität des Einfach-Quantenfilms ist also bezüglich der Parameter Schwelle und Alterung derzeit nicht ausreichend, so dass weiterhin MQW-Laser hergestellt werden. Die untersuchten Laserdioden mit zwei Quantenfilmen zeigen nur geringfügig niedrigere Laserschwellen als die Referenz. Dadurch ist die Ladungsträgerdichte pro Quantenfilm im Betrieb gegenüber den Laserdioden mit drei Quantenfilmen erhöht, was zu einer stärkeren Degradation führt. Daher bleibt der TQW-Laser die Standardstruktur.

6.3 Defektdichte

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Defektdichte auf das Alterungsverhalten von InGaN-Laserdioden untersucht. Wie bereits in Abschnitt 2.3.1 anhand von Literaturstellen motiviert wurde, ist eine drastische Reduktion der Linienversetzungen für stabile Bauelemente notwendig. Der genaue Zusammenhang ist allerdings noch unklar. Durch die Verwendung von freistehendem GaN-Substrat entstehen an der Grenzfläche Substrat – Epitaxie keine Defekte, wie es bei der Heteroepitaxie auf einem Fremdsubstrat üblich ist. Die Herstellung solcher GaN-Substrate ist jedoch sehr schwierig und aufwändig (siehe Abschnitt 2.3.4). Daher sind die Substrate z.T. nur als kleine Bruchstücke, undotiert oder mit makroskopischen Defekten erhältlich. Im Zeitraum der Entstehung dieser Arbeit standen einige n-dotierte 2"-GaN-Substrate mit einer durch die Herstellung bedingten Defektdichte um 10^6 cm^{-2} zur Verfügung. Um den Einfluss der Defektdichte auf die Eigenschaften von blau-violetten Laserdioden zu untersuchen, werden im Folgenden Laser mit vergleichbarer Schichtstruktur auf SiC-Substrat und GaN-Substrat betrachtet.

In Abbildung 6.6 sind TEM-Aufnahmen (transmission electron microscopy) an Querpräparaten dargestellt. Das linke Bild zeigt eine Laserstruktur auf SiC-Substrat mit Stapelfehlern und Bildung von Linienversetzungen an der Grenzfläche Substrat – Epitaxie, die sich durch die aktive Zone erstrecken. Im rechten Bild ist die Grenzfläche aufgrund der Homoepitaxie nicht zu sehen. Gut zu erkennen ist hingegen eine Linienversetzung, die aus dem Substrat kommt und ebenfalls die aktive Zone erreicht. Durch die Verwendung von GaN-Substraten kann die Defektdichte der Epitaxie um 3 Größenordnungen reduziert werden.

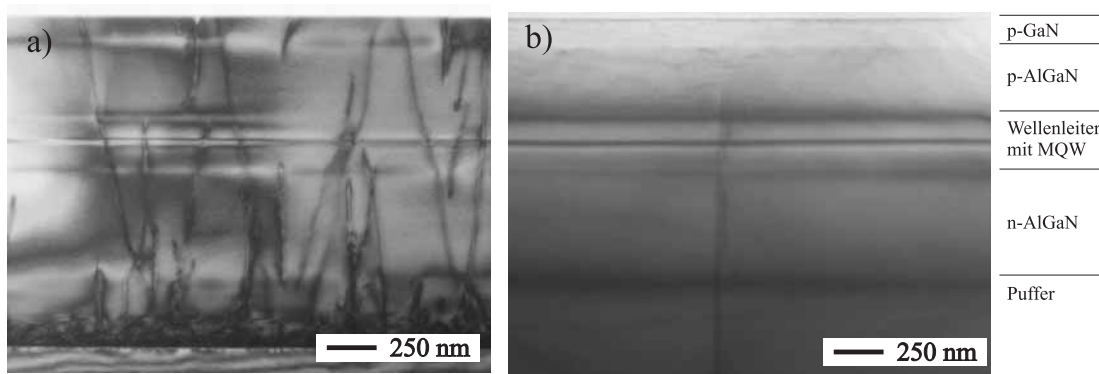


Abbildung 6.6: TEM-Aufnahmen an Querpräparaten eines Lasers auf a) SiC-Substrat und b) GaN-Substrat. Die Defektdichte des Lasers auf GaN-Substrat ist um 3 Größenordnungen reduziert. Bilder von K. Engl, Universität Regensburg [47].

6.3.1 Veränderung von Linienversetzungen während der Alterung

Wie bereits in Abschnitt 2.3 angesprochen, ist die Dichte der Linienversetzungen in GaN-basierenden Halbleiterbauelementen um einige Größenordnungen höher als in herkömm-

lichen Halbleitersystemen. Die Defekte wirken als nichtstrahlende Rekombinationszentren (NRZ) [131, 132, 133] und haben daher einen negativen Einfluss auf die Leistung der Laserdioden. Zudem können sich Versetzungen in anderen Materialsystemen wie z.B. GaAs- und InP-basierenden Halbleitern im Betrieb sowohl bewegen als auch vervielfachen [134, 135, 136]. Auch bei Leucht- und Laserdioden, die auf II-VI-Halbleitern basieren, bilden sich im Betrieb neue Defekte aus, die als NRZ wirken [4, 10, 11]. Der oft dominierende Alterungsmechanismus heißt NR-REDG (nonradiative-recombination enhanced defect generation). Dabei wird durch die freiwerdende Energie nichtstrahlender Rekombinationen von Elektronen und Löchern an den existierenden Defekten neue Defekte generiert. Im Folgenden wird untersucht, ob die Alterung von InGaN-Laserdioden durch die Entstehung neuer Defekte verursacht wird.

Trotz der hohen Defektdichte von 10^9 cm^{-2} von Laserdioden auf SiC-Substrat können Ridgelaser hergestellt werden die, abhängig von den gewählten Reflektivitäten der Facettenverspiegelung, Schwellstromdichten von $j_{\text{th}} < 6 \text{ kA/cm}^2$ oder Steilheiten bis zu $S = 0,9 \text{ W/A}$ erreichen. Auch der Sperrstrom ist mit $I_{\text{S}} < 10^{-8}$ bei -5 V relativ niedrig, wie in Abbildung 6.9 a) an der durchgezogenen Linie sichtbar ist.

Um den Einfluss des Substrats auf die Laserparameter und die Alterung herauszupräparieren, wurde eine Referenzstruktur, die sich auf SiC-Substrat bewährt hatte, auf ein GaN-Substrat epitaxiiert. Dabei wurde speziell die Anwachsschicht und die Pufferschicht an das neue Substrat angepasst, die aktive Zone blieb unverändert. Die Laserschwelen und Steilheiten lieferten geringfügig bessere Ergebnisse auf GaN-Substrat als die Referenzlaser auf SiC-Substrat, wie das linke Kennlinienpaar in Abbildung 6.7 zeigt. Von einer Verbesserung der Schwelle durch Verwendung von defektreduziertem Material berichten auch Nakamura [31] und Hansen et al. [137], was z.B. durch reduzierte Leckströme erklärt wird.

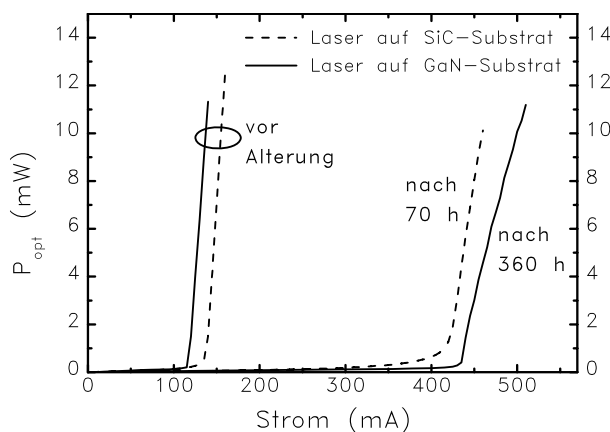


Abbildung 6.7: Laser auf SiC- und GaN-Substrat mit gleicher aktiven Zone zeigen vor der Alterung vergleichbare Schwellströme und Steilheiten. Der Schwellstrom steigt während der Alterung um das 3–4-fache, wobei der Laser auf GaN-Substrat dafür eine 5 mal höhere Alterungszeit benötigt.

Für eine vorgegebene Struktur der aktiven Zone hat eine Variation der Defektdichte um drei Größenordnungen also nur einen geringen Einfluss auf die Laserschwelle. Dies bestätigt die Thesen aus der Literatur, dass die Linienversetzungen, und damit die NRZ, von den Ladungsträgern abgeschirmt und damit unwirksam sind.

In Abbildung 6.7 sind die Licht-Strom-Kennlinien von Laserdioden auf SiC- und GaN-Substrat auch nach einer Alterung bei $P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$ aufgetragen. Die Degradation der

Laserdioden wird dabei hauptsächlich durch eine Erhöhung des Schwellstroms verursacht. Die Alterungszeit bis zur Erhöhung des Schwellstroms auf den etwa 3–4-fachen Wert war für den Laser auf GaN-Substrat etwa 5 mal länger als für den Referenzlaser auf SiC-Substrat.

Eine Vervielfachung oder eine Generation neuer Linienversetzungen kann als Alterungsursache ausgeschlossen werden, da die Dichte der Linienversetzungen nur einen sehr geringen Einfluss auf die Laserschwelle hat. Der Zuwachs muss also extrem groß sein, um eine so starke Degradation zu verursachen. Die Ausbildung von makroskopischen Defektzentren durch die Vereinigung mehrerer Linienversetzungen im Betrieb ist ebenfalls unwahrscheinlich, da die Beweglichkeit von Versetzungen in GaN als um viele Größenordnungen geringer eingeschätzt wird als die in GaAs [138]. Experimentell bestätigt wird dies von Tomiya et al., die gealterte, GaN-basierende Laserdioden mit TEM untersuchten und weder eine Multiplikation von Linienversetzungen noch strukturelle Änderungen an Linienversetzungen entdeckten [139, 140]. Lediglich Defekte, die parallel zu den Schichten verlaufen, können sich ausweiten.

Die laterale Ausdehnung von Defekten geschieht auch während des Wachstums von dicken GaN-Schichten, um Verspannungen abzubauen. Auf diese Weise kann es zur Vereinigung von Versetzungen kommen, was die leichte Abnahme der Defektdichte bei dicken GaN-Schichten erklärt [141]. Eine Wanderung von Defekten, die entlang der c-Achse verlaufen, konnte auch in dieser Studie nicht beobachtet werden.

6.3.2 Linienversetzungen als Diffusionskanäle

Hier wird das Degradationsverhalten der im vorigen Abschnitt eingeführten Laserstrukturen auf SiC- und GaN-Substrat anhand von Lebensdauertests und Kleinstromkennlinien näher untersucht. Dafür wurden Ridgelaser prozessiert, vereinzelt und p-side-up auf C-Mount-Gehäuse montiert.

Vergleich SiC- und GaN-Substrat

In Abbildung 6.8 sind typische Lebensdauerkurven eines Lasers auf SiC- und GaN-Substrat bei einer optischen Ausgangsleistung von $P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$ und einer Temperatur der Wärmesenke von $T_{\text{HS}} = 25^\circ\text{C}$ abgebildet. In den Verlauf der Betriebsströme sind die lineare Degradationsraten eingetragen. Sie ist beim Laser auf GaN-Substrat etwa fünf mal niedriger als beim Laser auf SiC-Substrat, die Lebensdauer dementsprechend höher. Da sowohl der Aufbau der aktiven Zone und die Startbedingungen der Laser annähernd gleich sind, wurde die lange Lebensdauer hauptsächlich durch die reduzierte Defektdichte erzielt.

Für eine Analyse der Kleinstromkennlinien wurden weitere Laser bei $P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$ gealtert. In Abbildung 6.9 sind die entsprechenden Kleinstromkennlinien vor und nach der Alterung für Laserdioden auf SiC- und GaN-Substrat aufgetragen.

Die Kleinstromkennlinien des Lasers auf SiC-Substrat zeigen das typische Verhalten, das bereits in Abschnitt 6.1.2 ausführlich analysiert wurde und auf die Bildung von NRZ während der Alterung hinweist: ein erhöhter Sperrstrom sowie ein erhöhter Strom in

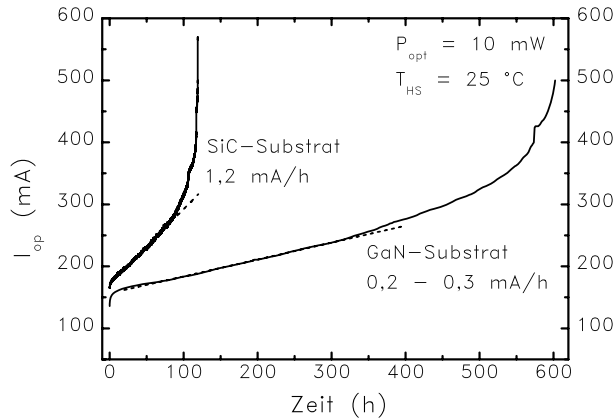
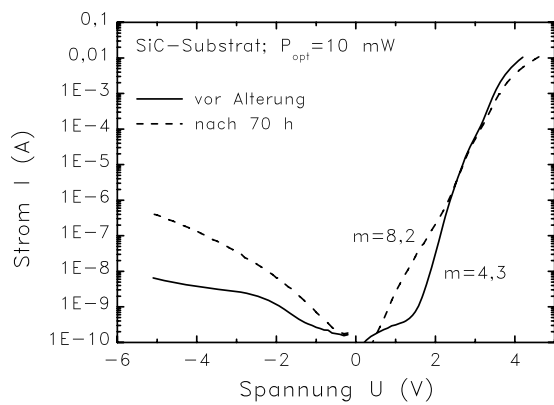
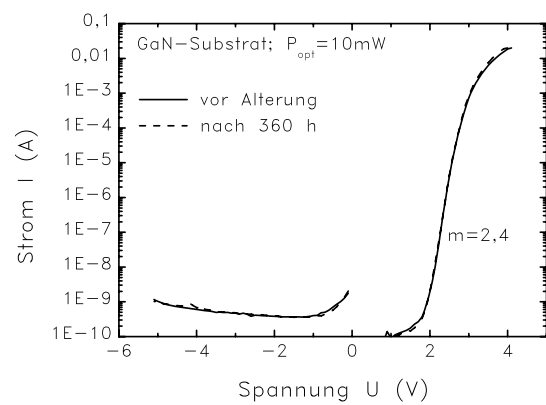


Abbildung 6.8: Lebensdauerermessungen von Laserdioden auf SiC- und GaN-Substrat. Die Alterungsrate des Lasers auf GaN-Substrat ist 5 mal kleiner als die des Lasers auf SiC-Substrat, was eine um etwa 5 mal längere Lebensdauer zur Folge hat.



a)



b)

Abbildung 6.9: Kleinstromkennlinien vor und nach der Alterung eines Lasers auf a) SiC-Substrat und b) GaN-Substrat. Beide Laser wurden bei $P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$ betrieben, die Alterungszeit des Lasers auf GaN-Substrat ist 5 mal länger als die des Lasers auf SiC-Substrat.

Vorwärtsrichtung bis etwa +2 V, der nur durch einen sehr hohen Idealitätsfaktor ($m=8,2$) beschrieben werden kann. Im Gegensatz dazu zeigt der Laser auf GaN-Substrat trotz 5-facher Alterungsdauer keine messbaren Veränderungen in der Kleinstromkennlinie, was auf eine reduzierte Generationsrate von NRZ hindeutet.

Der niedrigere Idealitätsfaktor des Lasers auf GaN-Substrat liegt am Wegfall der Heterogrenzfläche zwischen SiC-Substrat und Epitaxie, wie bereits in Abschnitt 3.1.5 genauer erklärt wurde. Die Verkleinerung des Idealitätsfaktors von $m = 4,3$ auf $m = 2,4$ hat eine Verringerung des Sättigungsstroms von $I_0 \approx 10^{-16}$ A auf $I_0 \approx 10^{-24}$ A zur Folge, so dass bei kleinen und negativen Spannungen ein Strom fließt, der unterhalb der Empfindlichkeit des Amperemeters von 0,1 nA liegt.

Ein anderer Alterungsmechanismus ist die Abnahme der internen Effizienz η_i . Eine Abschätzung, welcher Mechanismus bei einer Laserdiode überwiegt, kann aus der Veränderung der Licht-Strom-Kennlinien ermittelt werden. Neben den Materialparametern n_{tr} , g_0 , α_s und dem Füllfaktor Γ werden auch die intrinsischen Verluste α_i konstant angenommen, da bei verschiedenen Alterungsexperimenten mit InGaN-Laserdioden keine signifikante Änderung von α_i beobachtet werden konnte [68, 86, 142].

Unter der Annahme, dass sich während der Alterung nur die Größen η_i und τ_s verändern, folgt aus Gleichung (3.22) für die Veränderung des externen differentiellen Quantenwirkungsgrads η_d :

$$\frac{\eta_{d2}}{\eta_{d1}} = \frac{\eta_{i2}}{\eta_{i1}} = \frac{S_2}{S_1}, \quad (6.1)$$

und aus Gleichungen (3.20) und (3.21) für die Entwicklung der Schwellstroms:

$$i_{th2} = i_{th1} \cdot \frac{\eta_{i1}}{\eta_{i2}} \cdot \frac{\tau_{s1}}{\tau_{s2}}. \quad (6.2)$$

Die Änderung der Ladungsträger-Lebensdauer für die spontane Rekombination, die ein Maß für die Zunahme von NRZ ist, berechnet sich aus den Gleichungen (6.1) und (6.2) zu:

$$\frac{\tau_{s2}}{\tau_{s1}} = \frac{S_1}{S_2} \cdot \frac{i_{th1}}{i_{th2}}. \quad (6.3)$$

Aus den Kennlinien von Abbildung 6.7 ergeben sich die in Tabelle 6.2 eingetragenen Werte für die Laser auf SiC- bzw. GaN-Substrat.

Beim Laser auf SiC-Substrat verkürzt sich τ_s auf 72 %, während es sich bei dem Laser auf GaN-Substrat nur auf 89 % reduziert. Dieser Unterschied bedeutet, dass durch die Alterung beim Laser auf SiC-Substrat wesentlich mehr NRZ entstanden sind als beim Laser auf GaN-Substrat, was sich mit den Kleinstromkennlinien aus Abbildung 6.9 deckt. Die Degradation der Steilheit ist hingegen beim Laser auf GaN-Substrat deutlicher ausgeprägt. Die Alterung des Lasers auf GaN-Substrat ist also durch die Abnahme der internen Effizienz bestimmt, während beim Laser auf SiC-Substrat die Generation nichtstrahlender Rekombinationszentren die Alterung dominiert.

Tabelle 6.2: Aus den Kennlinien von Abbildung 6.7 ermittelte und berechnete Werte zur Bestimmung des dominierenden Alterungs-Mechanismus. Bei $P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$ wurde der Laser auf SiC-Substrat 70 h, der Laser auf GaN-Substrat 360 h gealtert.

Größe	SiC-Substrat	GaN-Substrat
i_{th1}	136 mA	116 mA
i_{th2}	416 mA	428 mA
S_1	0,51 W/A	0,46 W/A
S_2	0,23 W/A	0,14 W/A
$\frac{i_{\text{th2}}}{i_{\text{th1}}}$	3,06	3,69
$\frac{S_2}{S_1}$	0,45	0,30
$\frac{\tau_{s2}}{\tau_{s1}}$	0,72	0,89

Analyse der Kleinstromkennlinien eines Lasers auf GaN-Substrat

Abbildung 6.10 zeigt die Kleinstromkennlinien eines Lasers auf GaN-Substrat, dessen Alterung in Abschnitt 8.2.3 im Detail vorgestellt wird. Bei $P_{\text{opt}} = 30 \text{ mW}$ erreichte er eine Lebensdauer von 394 h.

Vor der Alterung zeigt der Laser eine ungestörte Kleinstromkennlinie mit einem Idealitätsfaktor von $m = 1,9$. Nach 300 h Betrieb ist ein deutlich erhöhter Rückwärtsstrom und eine Verschlechterung des Idealitätsfaktors auf $m = 4,8$ zu sehen. Im weiteren Verlauf der Alterung erhöht sich der Strom hauptsächlich im Bereich von -5 V bis $+2 \text{ V}$. Dieses Verhalten entspricht der typischen Alterung von Laserdioden auf SiC-Substrat, wie sie in den Abbildungen 6.1 und 6.9 dargestellt sind. Diese Analogie deutet darauf hin, dass sich auch bei Laserdioden auf GaN-Substrat durch den Betrieb NRZ bilden.

Als eine Ursache für die Alterung der Laser auf SiC-Substrat wurde die Generation von NRZ identifiziert. Diese findet bei Laserdioden auf GaN-Substrat deutlich langsamer statt,

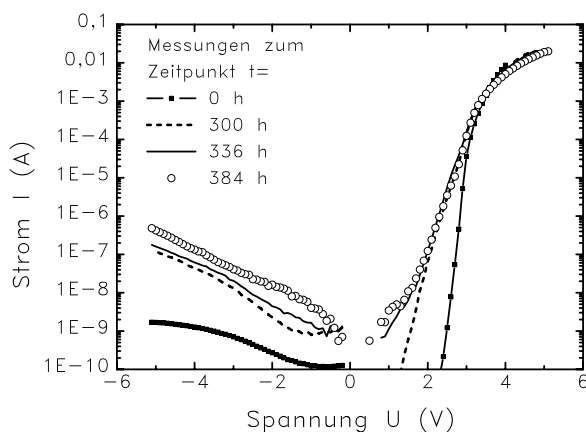


Abbildung 6.10: Kleinstromkennlinien der Alterung des Lasers aus Kapitel 8.2.3. Auch bei Laserdioden auf GaN-Substrat werden NRZ erzeugt, jedoch deutlich langsamer als bei Laserdioden auf SiC-Substrat.

wofür die reduzierte Defektdichte verantwortlich ist. Ein Modell, das die beobachteten Phänomene gut erklärt, wurde u.a. von Nam et al. und Takeya et al. in [143] und [144] vorgeschlagen. Darin fungieren Linienversetzungen als Kanäle für die Diffusion von Magnesiumatomen in Richtung der Quantenfilme, in denen das Magnesium ein NRZ bildet [117]. Das GaN-Substrat stellt wegen seiner reduzierten Defektdichte weniger Diffusionskanäle zur Verfügung. Dadurch entstehen die NRZ langsamer, was eine höhere Lebensdauer der Laserdioden zur Folge hat. Für einen Diffusionsprozess spricht auch die Temperaturabhängigkeit der Lebensdauern, wie in Abschnitt 5.1.2 bereits besprochen wurde.

Optimierung der Epitaxie auf GaN-Substrat

Optimierungen der Epitaxie auf GaN-Substrat nutzen die Vorteile der Homoepitaxie mit ihrer reduzierten Defektdichte, um die Laserparameter und damit auch die Lebensdauer zu verbessern. Durch die Einführung einer in-situ SiN-Schicht bei Laserdioden auf SiC-Substrat konnte die Verspannung der epitaktischen Schichten verringert werden, so dass sich die Laserparameter verbesserten (siehe Abschnitt 6.2.2). Die Homoepitaxie auf GaN-Substrat ermöglicht eine weitere Absenkung der Verspannung, was die Qualität der aktiven Zone deutlich verbessert und zu einer Steigerung der Werte von τ_s , g_0 und η_i führt. Die Ladungsträger-Lebensdauer τ_s wird zusätzlich durch die reduzierte Defektdichte vergrößert. Diese kann weiter ausgenutzt werden, indem die Quantenfilme bei gleichzeitig reduziertem Indium-Einbau verbreitert werden. Durch die damit verbundene Erhöhung des Füllfaktors Γ wird die Laserschwelle weiter abgesenkt.

Die verbesserte Ladungsträger-Lebensdauer erlaubt eine Vergrößerung des undotierten Bereichs zwischen oberstem Quantenfilm und Elektronenbarriere. Ist dieser dünn genug, so dass die Löcher den Quantenfilm noch erreichen, wird die interne Effizienz η_i nicht beeinträchtigt. Der Vorteil dabei ist, dass ein größerer Anteil der optischen Welle in der undotierten statt in der Mg-dotierten Schicht geführt wird, was die interne Absorption α_i verringert [87]. In Tabelle 3.2 sind die physikalischen Größen einer optimierten Laserdiode auf GaN-Substrat im Vergleich zu einer typischen Laserdiode auf SiC-Substrat abgeschätzt.

Abbildung 6.11 zeigt den Alterungsverlauf einer so optimierten Laserdiode. Die lineare Alterungsrate konnte auf 0,05 mA/h gesenkt werden, was zu einer Lebensdauer von über 1300 h bei $P_{\text{opt}} = 10$ mW und $T_{\text{HS}} = 25^\circ\text{C}$ führt. Neben der Absenkung der elektrischen Verlustleistung und damit der Betriebstemperatur, wirkt sich auch die verbesserte Qualität der aktiven Zone positiv auf die Alterungsrate aus.

Durch eine Optimierung des epitaktischen Verspannungshaushalts und des Indiumeinbaus in den Quantenfilmen wird die Qualität der aktiven Zone verbessert, was die Lebensdauer von blau-violetten Laserdioden verbessert. Des Weiteren hängt die Lebensdauer ganz entscheidend von der Defektdichte ab, da Magnesiumatome durch Linienversetzungen in die aktive Zone diffundieren und dort als NRZ verbleiben. Durch die Verwendung von GaN-Substraten wird sowohl der Verspannungshaushalt verbessert als auch die Defektdichte reduziert, was zu deutlich höheren Lebensdauern führt.

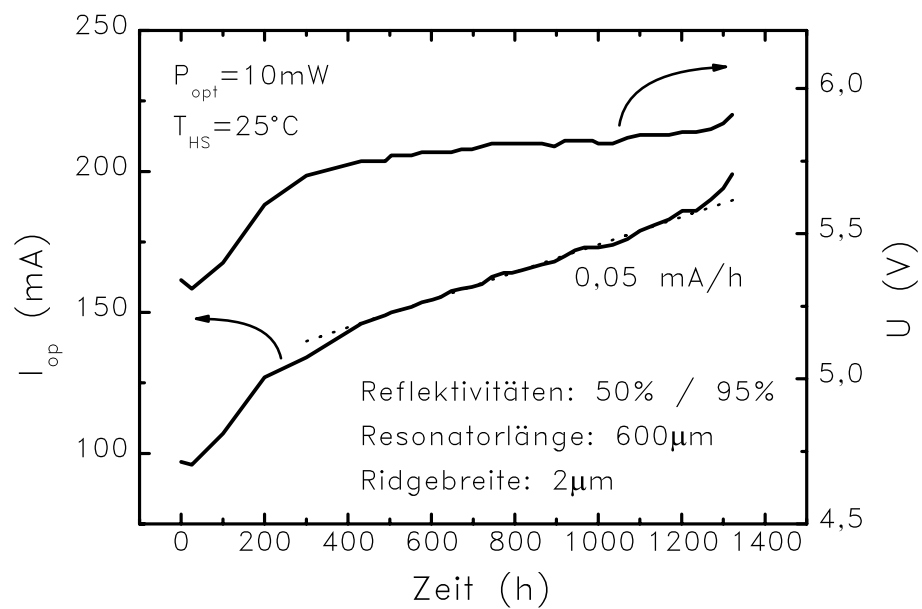


Abbildung 6.11: Lebensdauer einer optimierten Epitaxie auf GaN-Substrat, p-side-down mit einem Diamant-Wärmespreizer auf Uni-Ulm-Mount montiert. Die Lebensdauer bei $P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$ beträgt über 1300 h.

Kapitel 7

Korrelierte Spannungs- und Lichtalterung

In diesem Kapitel wird ein Alterungsmechanismus analysiert, bei dem die Degradation der optischen Ausgangsleistung mit einer Alterung der elektrischen Parameter korreliert ist.

Mit Hilfe der in Abschnitt 5.4 eingeführten U_f -Teststruktur kann lokalisiert werden, wo die U_f -Alterung im Bauteil statt findet. Mit diesem Wissen können weitere Versuche durchgeführt werden, die eine Verringerung der U_f -Alterung bewirken.

7.1 Alterungs-Phänomen

Motiviert sind die Untersuchungen durch Lebensdauertests an montierten Ridgelaserdioden, bei denen dieses Phänomen beobachtet wurde. Dazu gehören auch Alterungsexperimente, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, z.B. in Abschnitt 8.1.2 und Abschnitt 8.2.3.

In Abbildung 7.1 ist der typische Alterungsverlauf eines $3,5\text{ }\mu\text{m}$ breiten Ridgelasers zu sehen, der eine U_f -Alterung zeigt. Die Alterung wurde bei einer optischen Ausgangsleistung von $P_{\text{opt}} = 15\text{ mW}$ temperatur-beschleunigt bei einer Wärmesenktemperatur von $T_{\text{HS}} = 60^\circ\text{C}$ durchgeführt. Deutlich zu sehen ist der Anstieg der Spannung um etwa $0,4\text{ V}$ im Verlauf der ersten 11 h der Alterung, während sich der Betriebsstrom nur mit $0,2\text{ mA/h}$ erhöht. Innerhalb der nächsten 2 Stunden erhöht sich die Spannung sprunghaft um etwa $0,8\text{ V}$, wobei der Strom ebenfalls stark um etwa 20 mA ansteigt. Der Spannungsanstieg kann nur zu einem geringen Teil aus dem zuvor ermittelten Serienwiderstand von etwa $R_s = 10\text{ }\Omega$ und dem Stromanstieg erklärt werden. Über die gesamte Alterungsdauer gesehen fand also ein U_f -Anstieg um $1,0\text{ V}$ statt. Im anschließenden Verlauf der Alterung erhöht sich die Spannung gemäß R_s und der Stromerhöhung, die lineare Alterungsrate des Stroms hat sich aber auf $1,7\text{ mA/h}$ erhöht. Das gleichzeitige Eintreten von U_f - und Lichtalterung nach 11 h legt den Schluss nahe, dass es sich um eine Ursache handelt, die beide Phänomene zur Folge hat.

Die U_f -Alterung am Ridgelaser ist typischerweise in 3 Bereiche eingeteilt:

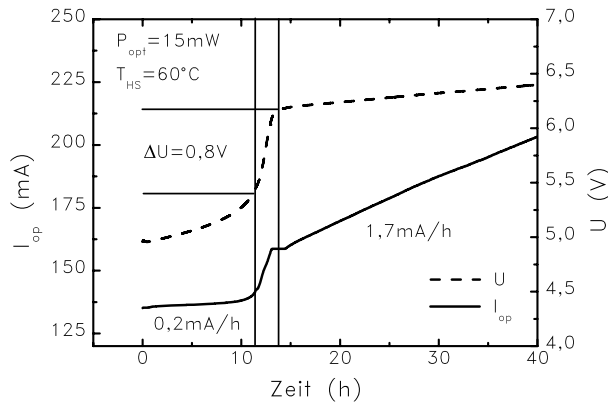


Abbildung 7.1: Typischer Alterungsverlauf eines Ridgelasers, der eine U_f -Alterung zeigt. Der gleichzeitige, hohe Anstieg von Betriebsstrom und -Spannung führt zu einer stark erhöhten linearen Alterungsrate.

1. ein kontinuierlicher Anstieg der Flussspannung $\Delta U_f \gg R_s \cdot \Delta I$, bei konstanter Alterungsrate des Betriebsstroms
2. sprunghafter Anstieg der Flussspannung innerhalb einer kurzen Zeitspanne, in der sich auch der Betriebsstrom stark erhöht
3. stabiler Verlauf der Flussspannung gemäß $\Delta U_f = R_s \cdot \Delta I$ auf hohem Niveau, wobei die Alterungsrate des Betriebsstroms deutlich erhöht ist.

7.2 Abschätzungen zur Höhe des U_f -Anstiegs

Hier wird abgeschätzt, welche Veränderungen im Ridgelaser zu einem U_f -Anstieg von $\Delta U_f = 1 \text{ V}$ bei einem $I_{op} = 200 \text{ mA}$ führen können, wie er bei der Alterung in Abbildung 7.1 zu sehen ist.

7.2.1 Beitrag einer einzelnen Halbleiterschicht

Der oben gealterte Ridgelaser hat eine Ridgebreite von $3,5 \mu\text{m}$ und eine Resonatorlänge von $600 \mu\text{m}$. Die Ätzstufe der Rippe reicht bis zur aktiven Zone. Der Beitrag einer Einzelschicht zur gesamten Flussspannung berechnet sich zu:

$$U = \frac{R_{\square}}{A} \cdot I. \quad (7.1)$$

Dabei steht $R_{\square}$ für den Flächenwiderstand, A für die stromdurchflossene Fläche und I für den Betriebsstrom. $R_{\square}$ wird aus der Beweglichkeit der Ladungsträger μ , der Ladungsträgerdichte n und der Schichtdicke l bestimmt:

$$R_{\square} = \frac{l}{q \cdot \mu \cdot n}. \quad (7.2)$$

Da bei dem betrachteten Alterungs-Phänomen sowohl die Spannung als auch die optische Ausgangsleistung degradiert ist es naheliegend, die Ursache innerhalb der aktiven Zone

zu suchen. Eine Degradation der Injektionseffizienz η_j , die den Anteil der Ladungsträger angibt, der vom Quantenfilm eingefangen wird, kommt als Ursache in Frage. In Abbildung 2.8 ist zu sehen, dass sowohl Löcher als auch Elektronen auf ihrem Weg zur aktiven Zone Barrieren an Heterogrenzflächen überwinden müssen. Da sich Elektronen zu einem gewissen Anteil über die Quantenfilme hinweg bewegen, wird eine aluminiumhaltige, mit Magnesium dotierte Elektronenbarriere eingebaut. Sie verhindert, dass Elektronen den p-Wellenleiter erreichen und dort mit den Löchern rekombinieren, da dies die Löcherinjektion negativ beeinflussen würde. Durch genaues Einstellen von Dotierhöhe und -Profil kann η_j optimiert werden.

Verändert sich während des Betriebs die Akzeptorkonzentration in der Elektronenbarriere, verringert sich die Injektionseffizienz. Eine Volumendiffusion von Magnesium, bei der sich die Dotierfront unabhängig von Versetzungslinien verschiebt, wie sie durch die hohen Temperaturen bei der Epitaxie stattfindet, ist bei den niedrigen Temperaturen während des Betriebs nicht zu erwarten. Eine Kompensation der p-Dotierung, was die Akzeptorkonzentration ebenfalls verringert, kann aber z.B. durch Stickstoff-Fehlstellen (V_N) eintreten [145, 146, 147].

Die bekannteste Ursache dafür, dass Magnesium nicht als Akzeptor wirkt, ist die Passivierung durch Wasserstoff. Der durch die Epitaxie eingebrachte Wasserstoff bildet mit Magnesium Mg-H-Komplexe, die eine Bindungsenergie von 0,6 – 0,8 eV aufweisen [145, 148, 149]. Nach der Epitaxie werden bei einer Temperatur von über 800 °C die Bindungen bei einem großen Teil der Mg-H-Komplexe aufgebrochen, wobei der Wasserstoff anschließend über die Oberfläche ausdiffundiert.

Der in den epitaktischen Schichten verbliebene Wasserstoff kann eine Veränderung von η_j während des Betriebs verursachen. Durch Eigenerwärmung können Mg-H-Komplexe aufgebrochen werden. Der Wasserstoff liegt dann als H^+ vor [145, 149, 150, 151]. Durch Diffusion und durch Drift aufgrund des angelegten äußeren Feldes gelangt der Wasserstoff bis zur Elektronenbarriere. Dort kann er die Magnesiumdotierung passivieren und so die Lage des pn-Übergangs beeinflussen. Lag dieser im ungealterten Zustand nicht optimal, kann dieser Effekt auch zu einer Verbesserung der Injektionseffizienz führen. Dies erklärt auch Messungen, bei denen eine positive Alterung festgestellt wurde.

Bei diesem Vorgang wird neben einer Änderung der optischen Ausgangsleistung aufgrund der Passivierung von Akzeptoren auch eine Änderung der Betriebsspannung erwartet. Um bei einer Beweglichkeit der Löcher von $\mu_h = 10 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ den beobachteten U_f -Anstieg zu erreichen, müsste die Löcherkonzentration z.B. von $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ auf $1,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ sinken. Dies wäre eine Reduzierung der Löcherkonzentration in der Elektronenbarriere auf 6 %, was keine sinnvolle Annahme ist.

7.2.2 Beitrag der elektrischen Kontakte

Der n-Kontakt scheidet als Ursache aus, da der U_f -Anstieg sowohl an Laserdioden auf SiC-Substrat als auch auf GaN-Substrat beobachtet wird. Durch die Stromaufweitung im etwa 100 μm dicken Substrat wird eine Fläche des n-Kontakts von 200 $\mu\text{m} \cdot 600 \mu\text{m}$ angenommen.

Ausgehend von einem Kontaktwiderstand $R_{\square} = 2 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ müsste sich dieser im Betrieb um das 30-fache auf $R_{\square} = 6 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ erhöhen, um einen U_f -Anstieg von 1 V bei 200 mA Betriebsstrom verursachen zu können. Zudem ist der n-Kontakt technologisch gut beherrschbar und hat, aufgrund seiner großen Fläche, nur einen untergeordneten Einfluss auf die Flussspannung.

Das p-Kontakt-Metall Platin ist nur auf der Rippe des Ridgelasers angeschlossen und hat daher nur eine kleine Kontaktfläche. Um den in Abbildung 7.1 dargestellten U_f -Anstieg hervorrufen zu können, muss sich der p-Kontaktwiderstand lediglich von $R_{\square} = 2 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ um das 1,5-fache auf $R_{\square} = 3 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ erhöhen.

Aufgrund dieser Überlegungen kann die beobachtete, starke U_f -Alterung nur durch eine Degradation des p-Kontakts verursacht werden.

7.3 Wahl einer geeigneten Teststruktur

Für weitere Untersuchungen der U_f -Alterung ist der Ridgelaser aufgrund seiner aufwändigen Herstellung nur bedingt tauglich. Für die Analyse der Flussspannung U_f eignet sich die in Abschnitt 5.4 eingeführte U_f -Teststruktur. Sie steht nach der Epitaxie wesentlich schneller zur Verfügung als der Ridgelaser und besitzt durch die Mesa-Struktur eine gut definierte und reproduzierbare stromdurchflossene Fläche. Daher wird hier getestet, ob die am Ridgelaser beobachtete korrelierte Spannungs- und Lichtalterung auch bei der U_f -Teststruktur auftritt.

Für den folgenden Versuch wird der ganze 2"-Wafer auf eine temperierbare Unterlage aufgelegt und eine einzelne Mesastruktur mit der Nadel kontaktiert. Mit einem Photodetektor kann das spontan emittierte Licht erfasst werden. Die CW-Alterung einer Mesa mit 80 μm Kantenlänge und einer Umgebungstemperatur von $T_{\text{HS}} = 70^\circ\text{C}$ ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Der Alterungsstrom beträgt konstant 350 mA, was einer Stromdichte von 5,5 kA/cm² entspricht. Von Beginn an erkennt man einen Anstieg der Betriebsspannung. Nach etwa 0,6 h steigt die Spannung sprunghaft um mehr als 3 V an, wobei gleichzeitig die optische Ausgangsleistung um über die Hälfte abnimmt. Die Temperatur der Mesa kann mit Hilfe der in Abschnitt 5.4.4 bestimmten thermischen Widerstände berechnet werden. Sie steigt aufgrund der erhöhten elektrischen Verlustleistung von $T_j = 254^\circ\text{C}$ auf $T_j = 336^\circ\text{C}$. Zu klären ist, ob der Einbruch der Lichtleistung aufgrund der Temperaturerhöhung erfolgt, oder ob eine Lichtalterung stattgefunden hat.

Zu diesem Zweck wurden an den in Abbildung 7.2 durch Rauten markierten Zeitpunkten gepulste Zwischenmessungen durchgeführt. Diese Messungen, bei denen die Selbstaufheizung der Mesa-Struktur aufgrund der Verlustleistung vernachlässigbar ist, sind in Abbildung 7.3 aufgetragen. Die Spannungs-Strom-Kennlinie steigt nach 0,5 h schwach, nach 1,0 h stark an, wohingegen die Licht-Strom-Kennlinien entsprechend flacher verlaufen. Die gepulsten Zwischenmessungen stimmen also sehr gut mit den CW-Onlinedaten in Abbildung 7.2 überein.

Wie am Ridgelaser findet auch an der U_f -Teststruktur eine korrelierte Spannungs- und Lichtalterung statt, weshalb für weitere Analysen die U_f -Teststruktur verwendet wird. Die

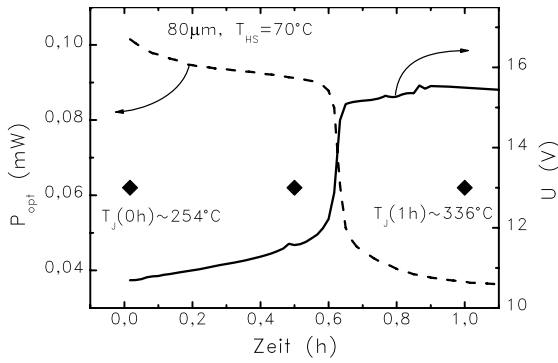


Abbildung 7.2: Onlinedaten der Alterung einer U_f -Teststruktur bei einer Stromdichte von $5,5 \text{ kA/cm}^2$. Die Betriebsspannung steigt nach etwa $0,6 \text{ h}$ um über 3 V , während gleichzeitig die spontane Lichtemission um mehr als die Hälfte abnimmt.

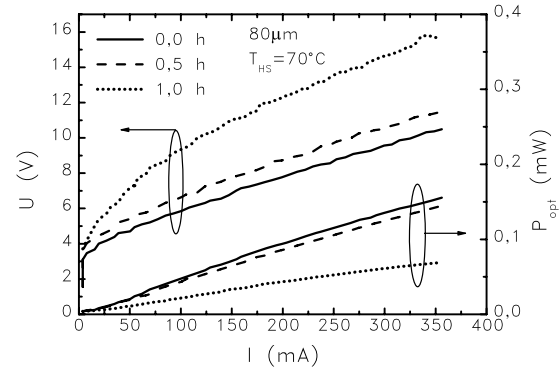


Abbildung 7.3: Gepulste Zwischenmessungen der Alterung aus Abbildung 7.2. Deutlich zu sehen ist der gleichzeitige Anstieg der Spannung und die Abnahme der optischen Ausgangsleistung durch die Alterung.

nächsten Versuche zielen auf eine Analyse der U_f -Alterung ab, die durch den p-Kontakt verursacht wird. Am Ende des Kapitels wird dann ein Modell vorgestellt, mit dem auch die Lichtalterung erklärt werden kann.

7.4 Einfluss der Temperatur auf die U_f -Alterung

7.4.1 U_f -Alterung durch Tempern

Im letzten Abschnitt wurde der U_f -Anstieg durch elektrischen Betrieb hervorgerufen, wobei die Temperatur während der Alterung durch Selbstaufheizung um 80°C auf über 300°C angestiegen ist. In diesem Abschnitt soll nun geklärt werden, ob für den U_f -Anstieg der elektrische Strom oder aber die hohe Temperatur verantwortlich ist.

Dazu wurden etwa 90 der $60 \mu\text{m}$ großen Mesostrukturen einer U_f -Teststruktur gemessen. Nach einem 30-minütigen Tempersschritt bei 300°C wurde die Messung wiederholt. Die Strom-Spannungs-Kennlinien sind in Abbildung 7.4 aufgetragen. Dabei repräsentieren die einzelnen Punkte den Mittelwert und die Fehlerbalken die Standardabweichung aller gemessenen Strukturen des Wafers.

Die Spannungen sind nach dem Tempern deutlich erhöht, die U_f -Alterung ist also thermisch aktiviert und findet auch ohne Strom statt. Aus dem Fit zwischen 100 mA und 200 mA wurde der Serienwiderstand R_s ermittelt sowie die Spannung U_0 extrapoliert und in Tabelle 7.1 eingetragen.

Das U_0 erhöht sich um 1 V , es bildet sich demnach eine zusätzliche Potentialbarriere aus. Ein Ohm'scher Kontakt benötigt eine hochdotierte Kontaktschicht, die die Bänder so weit verbiegt, dass die Ladungsträger in das Metall tunneln können. Verringert sich z.B.

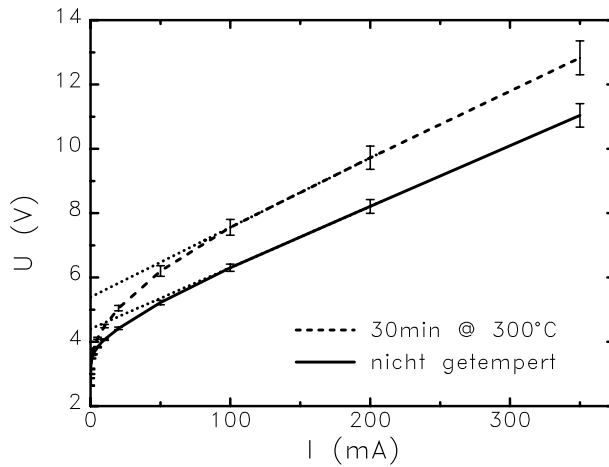


Abbildung 7.4: Über einen 2"-Wafer gemittelte Strom-Spannungs-Kennlinien einer U_f - Teststruktur vor und nach dem Tempern. Die U_f -Alterung wird also thermisch hervorgerufen.

Tabelle 7.1: Die aus Abbildung 7.4 ermittelten Kenngrößen vor und nach dem Temperschnitt bei 300 °C. Sowohl U_0 als auch R_s erhöhen sich durch das Tempern.

Variante	U_0 (V)	R_s (Ω)
nicht getempert	$4,40 \pm 0,05$	$19,0 \pm 1,1$
30 min @ 300°C	$5,39 \pm 0,15$	$21,7 \pm 1,3$

die Akzeptorkonzentration am p-Kontakt, bildet sich eine Schottky-Barriere aus, was ein erhöhtes U_0 zur Folge hat. Auch der Serienwiderstand erhöht sich, was auf eine Erhöhung des Kontaktwiderstands auf der p-Seite schließen lässt und ebenfalls auf eine zu geringe Akzeptorkonzentration zurückgeführt werden kann. Folgende Experimente sollen klären, was die physikalische Ursache für den beobachteten U_f -Anstieg ist.

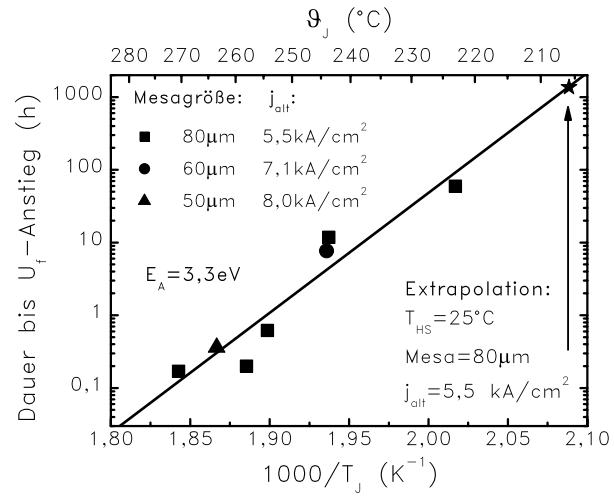
7.4.2 Aktivierungsenergie der U_f -Alterung

Im letzten Abschnitt konnte der U_f -Anstieg durch Tempern der U_f -Teststruktur bei 300 °C hervorgerufen werden. Da sich ein Ridgelaaser im normalen Betrieb weniger stark erwärmt, soll in diesem Abschnitt die Abhängigkeit der U_f -Alterung von der Temperatur untersucht werden.

Dafür werden einzelne Mesa-Strukturen elektrisch betrieben. Die Temperatur der aktiven Zone T_J setzt sich aus der Umgebungstemperatur T_{HS} und der Selbstaufheizung durch den CW-Betrieb zusammen. Die Temperaturerhöhung durch die elektrische Verlustleistung wird mit den in Abschnitt 5.4.4 bestimmten thermischen Widerständen R_{th} , abhängig von der Mesagröße, berechnet. Die Verlustleistung wird aus dem Alterungsstrom und der Flussspannung zu Beginn der Alterung ermittelt.

Als Maß für die U_f -Alterung wird der Zeitpunkt bestimmt, bei dem die starke Alterung von Betriebsspannung und Licht stattfindet. In Abbildung 7.5 sind diese Zeitpunkte in einem Arrhenius-Plot eingetragen. Die Alterung aus Abbildung 7.2 ist bei einer Dauer bis zum U_f -Anstieg von 0,6 h und $\vartheta_J = 254^\circ\text{C}$ eingetragen.

Abbildung 7.5: Arrhenius-Plot, in dem die Dauer bis zum starken U_f -Anstieg mehrerer elektrisch betriebener Mesa-Strukturen eingetragen ist. Die ermittelte, sehr hohe Aktivierungsenergie von $E_A = 3,3 \text{ eV}$ führt dazu, dass der U_f -Anstieg ohne Beschleunigung durch die Umgebungstemperatur erst nach mehreren hundert Stunden eintritt.



Die Messpunkte ergeben eine sehr hohe Aktivierungsenergie von $E_A = 3,3 \text{ eV}$. Dies bedeutet, dass die Dauer bis zum U_f -Anstieg sehr stark von der Temperatur des Bauelements abhängt. In Abbildung 7.5 ist auch die extrapolierte Dauer bis zum U_f -Anstieg einer $80 \mu\text{m}$ großen Mesa-Struktur eingezeichnet, die bei $j_{\text{alt}} = 5,5 \text{ kA/cm}^2$ und bei Raumtemperatur ($T_{\text{HS}} = 25^\circ\text{C}$) betrieben wurde. Mit der ermittelten Aktivierungsenergie ergibt sich eine Dauer bis zum U_f -Anstieg von mehreren hundert Stunden. Diese erklärt, warum z.B. in Abschnitt 8.2.3 nach etwa 310 h eine weitere U_f -Alterung einsetzt.

Die häufig bereits nach wenigen Stunden einsetzende U_f -Alterung bei Ridgelaserdioden kann aufgrund dieser hohen Aktivierungsenergie allerdings nicht erklärt werden. Die U_f -Teststruktur kann also nur bedingt für die Analyse der U_f -Alterung herangezogen werden, da sie die Verhältnisse im Ridgelaser nicht korrekt widerspiegelt. Der auffälligste Unterschied besteht in der Geometrie des p-Kontakts derart, dass beim Ridgelaser deutlich mehr Randeffekte auftreten können. Zudem sind bei der Herstellung des Ridgelasers zusätzliche Prozessschritte wie z.B. das Ätzen des Ridges und das Aufbringen einer Passivierung notwendig, was den Einfluss von Randeffekten weiter verstärkt.

Es wurde gezeigt, dass die Aktivierungsenergie für die U_f -Alterung sehr hoch ist. Da in Magnesium dotiertem Gallium-Nitrid der Wasserstoff eine große Rolle spielt, folgt nun eine Abschätzung über die Höhe der Aktivierungsenergie für die Migration bzw. Diffusion von Wasserstoff in p-GaN.

7.4.3 Migration von Wasserstoff in p-GaN

Die stabilste Form von Wasserstoff in p-Gebieten ist H^+ [145, 149, 150, 151]. Mit der mittels Dichtefunktionaltheorie berechneten Bindungsenergie von $-0,6 \text{ eV}$ [149] bzw. $-0,7 \text{ eV}$ [145] bildet er mit Magnesium einen stabilen Mg-H-Komplex. J. Neugebauer und C. G. Van de Walle schätzen in [145] und [150] aufgrund ihrer Berechnungen ab, dass für die Aufspaltung eines Mg-H-Komplexes etwa $1,5 \text{ eV}$ notwendig sind. Allerdings ist das Magnesium dann noch durch das Wasserstoffatom kompensiert, d.h. zur Aktivierung muss der Was-

serstoff räumlich vom Magnesium getrennt werden. Frühe Berechnungen an kubischem GaN ergaben eine Energiebarriere für die Diffusion bzw. Migration von H^+ von 0,7 eV [150, 152]. Später wurden Berechnungen an GaN in Wurtzit-Struktur mit einem verbesserten mathematischen Modell durchgeführt. Damit wurde eine Energiebarriere von 1,0 eV für eine Migration von H^+ parallel zur c-Achse bzw. 0,9 eV senkrecht zur c-Achse ermittelt [149]. Für das Aufbrechen des Mg-H-Komplexes und die Diffusion des Wasserstoffs würde man demnach eine Aktivierungsenergie von 2,5 eV erwarten.

Durch spannungsabhängige Messungen der Kapazität (CV-Messungen) und Modellierungen ermitteln Seager et al. in [148] eine Aktivierungsenergie von 1,2 eV für den Diffusionsprozess von Wasserstoff in GaN. Mit der ebenfalls bestimmten Bindungsenergie des Mg-H-Komplexes von 0,8 eV ergibt sich für die Summe aus Aufspaltung des Mg-H-Komplexes und der H^+ -Diffusion eine Aktivierungsenergie von 2,0 eV. Wright et al. bestimmen in einem ähnlichen Experiment 1,76 eV [149].

Die zu erwartende Aktivierungsenergie für die Migration von H^+ in p-GaN ist also hoch, liegt allerdings unter dem in Abbildung 7.5 ermittelten Wert von 3,3 eV.

7.5 Hypothesen p-Kontakt-Alterung

Die U_f -Alterung wird durch eine Degradation des p-Kontakts verursacht. Dieser wird von einer hochdotierten epitaktischen p-Kontaktschicht und dem Kontaktmetall gebildet. Änderungen von GaN-Metall-Kontakten wurden häufig beobachtet. Mit Hilfe einiger Literaturstellen lassen sich Arbeitshypothesen aufstellen, die den beobachteten U_f -Anstieg erklären können.

Hypothese 1:

Haftungsproblem des Kontaktmetalls.

Verringerte Haftung des Kontaktmetalls auf GaN durch Tempern [153], was eine Verkleinerung der p-Kontaktfläche bewirkt.

Hypothese 2:

Ausbildung eines Schottky-Kontakts durch wasserstoffinduzierte Dipolschicht.

Schottky-Kontakte, bestehend aus Silizium dotiertem n-GaN und Platin als Kontaktmetall, werden als Detektor für Wasserstoff eingesetzt. Der Mechanismus wird von Schalwig et al. so beschrieben [154]: H_2 dissoziiert aufgrund der katalytischen Wirkung von Platin an dessen Oberfläche zu H. Der atomare Wasserstoff diffundiert durch das Platin hindurch und wird an der Grenzfläche Pt-GaN vom Platin adsorbiert. Dadurch bildet sich an der Grenzfläche eine Dipolschicht aus, die die effektive Schottky-Barriere $q\Phi_B$ ändert und so die Strom-Spannungs-Kennlinie sowohl in Vorwärts- als auch in Rückwärtsrichtung beeinflusst. Im Fall von Platin auf n-GaN verbessert sich der Kontakt in einer wasserstoffhaltigen Atmosphäre [154, 155].

Kim et al. [155] schlagen vor, dass sich die Austrittsarbeit $q\Phi_M$ des Metalls aufgrund der wasserstoffinduzierten Dipolschicht reduziert. Für einen n-GaN-Metallkontakt führt dies zur beobachteten Verringerung der Schottky-Barriere. Bei einem p-GaN-Metallkontakt

führt eine Reduzierung von $q\Phi_M$ hingegen zu einer Erhöhung von $q\Phi_B$, was den in dieser Arbeit beobachteten U_f -Anstieg am p-Kontakt erklärt.

Kim et al. [155] beobachteten, dass sich der n-GaN-Metallkontakt mit Palladium als Kontaktmetall in Wasserstoffatmosphäre weniger stark verändert als die Variante mit Platin. Dies wird dort auf die stärkere katalytische Wirkung von Platin gegenüber Palladium zurückgeführt [155].

Da das p-Kontaktmetall beim Ridgelaaser durch eine dicke Goldschicht vor dem Wasserstoff aus der Atmosphäre geschützt ist, muss der Wasserstoff aus den epitaktischen Schichten stammen. Durch Betrieb oder Tempern gelangt Wasserstoff aus der unmittelbaren Umgebung der Grenzfläche zum Kontaktmetall und bildet dort eine Dipolschicht aus, was zu einer Verschlechterung des p-Kontakts führt. Durch die größere katalytische Wirkung des Platins findet dieser Prozess schneller statt als bei der Verwendung von Palladium als p-Kontaktmetall.

Hypothese 3:

Ausbildung eines Schottky-Kontakts durch Änderung der Oberflächenzustände.

Wasserstoff ist in den epitaktischen Schichten an Magnesium (Mg-H-Komplex) oder Gitterfehlstellen ($V_{Ga}H_2$, V_{Ga} , V_N) angelagert, und kann von Platin absorbiert werden [156]. Durch Umlagerung des Wasserstoffs in unmittelbarer Umgebung der Grenzfläche von Platin zur epitaktischen Schicht wird die Dichte der Oberflächenzustände verändert. Dies beeinflusst die Höhe des Fermi-niveaus an der Grenzfläche, was letztlich auch die Höhe der Schottky-Barriere und damit das U_f bestimmt (fermi level pinning) [156].

Hypothese 4:

Ausbildung eines Schottky-Kontakts durch Passivierung der Akzeptoren.

Die epitaktische p-Kontaktschicht ist hoch mit Magnesium dotiert, was auch eine hohe Konzentration von Wasserstoff zur Folge hat. Wasserstoff aus der p-Kontaktschicht gelangt z.B. durch Diffusion zur Grenzfläche p-GaN-Platin und passiviert die Akzeptoren an der Oberfläche durch Bildung von Mg-H-Komplexen.

Die Hypothesen 2–4 basieren auf der Annahme, dass Wasserstoff aus den epitaktischen Schichten die U_f -Alterung verursacht. Daher wird im Folgenden der Einfluss der p-Kontaktschicht auf die U_f -Alterung untersucht. Bei den Hypothesen 2 und 3 ist ein zusätzlicher Einfluss der p-Metallisierung auf das Degradationsverhalten der Flussspannung zu erwarten. Daher wird auch ein Versuch mit unterschiedlichen p-Metallen durchgeführt.

7.6 Experimentelle Analyse der p-Kontakt-Alterung

Anhand weiterer Experimente und einem Vergleich mit den aufgestellten Hypothesen kann die Ursache der U_f -Alterung identifiziert werden. Alle folgende Experimente werden an den $60\,\mu\text{m}$ großen Mesa-Strukturen der U_f -Teststruktur durchgeführt. Der Alterungsprozess wird durch einen 30-minütigen Tempersschritt bei 300°C simuliert.

7.6.1 p-Kontaktschicht

Bei diesem Experiment wurde die p-Kontaktschicht mit veränderten Wachstumsbedingungen hergestellt, um weniger Wasserstoff in die epitaktische Schicht einzubauen. Wie SIMS-Analysen gezeigt haben, ist der Wasserstoffgehalt nach dem Temperaturschritt von über 800 °C um den Faktor 4 bis 5 reduziert. Das Ergebnis dieses Versuchs ist in Abbildung 7.6 im Vergleich zu einer Referenz aufgetragen. Als Kontaktmetall wurde in beiden Fällen Platin verwendet. Der Strom-Spannungs-Verlauf des Wafers mit modifizierter p-Kontaktschicht unterscheidet sich vor dem Tempersschritt, im Rahmen der statistischen Fehlerbalken, nicht von dem der Referenz. Die U_f -Alterung durch das Tempern fällt bei dem Wafer mit modifizierter p-Kontaktschicht deutlich geringer aus als beim Referenz-Wafer. Die Werte von U_0 und R_s für diesen Versuch sind in Tabelle 7.2 eingetragen.

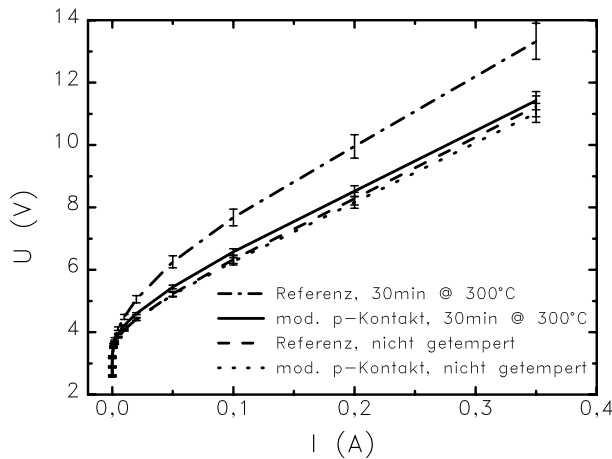


Abbildung 7.6: Gemittelte Strom-Spannungs-Kennlinien zweier U_f -Teststrukturen mit unterschiedlichem Wasserstoffgehalt in der p-Kontaktschicht. Der Wafer mit modifizierter p-Kontaktschicht weist im ungealterten Zustand den gleichen Spannungsverlauf wie die Referenz auf. Der U_f -Anstieg durch das Tempern ist gegenüber der Referenz deutlich reduziert.

Die U_f -Alterung hängt also entscheidend von der Beschaffenheit der p-Kontaktschicht ab, insbesondere von der Menge des eingebauten Wasserstoffs. Dieses Experiment unterstützt die Hypothesen 2–4 und widerlegt die Hypothese 1, da durch die leicht abgeänderten Wachstumsbedingungen in der p-Kontaktschicht keine Änderung der Metall-Haftung erwartet wird. Durch eine Optimierung der epitaktischen p-Kontaktschicht kann die U_f -Alterung also reduziert werden.

Tabelle 7.2: Die aus den Strom-Spannungs-Kennlinien der Abbildungen 7.6 und 7.7 ermittelten elektrischen Kennzahlen U_0 und R_s vor und nach der Alterung durch einen Tempersschritt.

Variante	nicht getempert		30 min @ 300°C	
	U_0 (V)	R_s (Ω)	U_0 (V)	R_s (Ω)
Referenz	$4,37 \pm 0,06$	$19,5 \pm 0,9$	$5,40 \pm 0,17$	$22,8 \pm 1,1$
mod. p-Kontakt	$4,38 \pm 0,07$	$18,9 \pm 0,8$	$4,63 \pm 0,05$	$19,4 \pm 0,8$
Platin	$4,40 \pm 0,05$	$19,0 \pm 1,1$	$5,39 \pm 0,15$	$21,7 \pm 1,3$
Palladium	$4,55 \pm 0,06$	$21,0 \pm 0,9$	$4,74 \pm 0,24$	$21,3 \pm 1,3$

7.6.2 p-Metallisierung

Koide et al. [153] untersuchten die Kontaktwiderstände von p-dotiertem GaN in Abhängigkeit verschiedener Metalle. Der Kontaktwiderstand verringert sich mit steigender Austrittsarbeit des Metalls exponentiell. Am besten geeignet sind daher Metalle mit hoher Austrittsarbeit $q\Phi_M$, wie z.B. Palladium (5,12 eV), Nickel (5,15 eV) oder Platin (5,65 eV) [69, 157]. Da bei Laserdioden hohe Stromdichten benötigt werden, wird meistens eine zusätzliche dicke Goldschicht verwendet, um die Stromtragfähigkeit des Metallkontakts zu verstärken. Aus technologischen Gründen wird oft auch ein Schichtsystem aus mehreren Metallen verwendet. Publierte p-GaN Metallkontakte für blau-violette Laserdioden sind in Tabelle 7.3 aufgelistet.

Tabelle 7.3: Für den p-Kontakt blau-violetter Laserdioden verwendete metallische Schichtfolgen.

Metallische Schichtfolge	Literaturstelle
Ni/Au	[113], [158], [13, 14, 159]
Pd/Pt/Au	[104], [160], [27, 161]
Pd/Mo/Au	[162]
Pd/Cr/Au	[143]
Pt/Au	[88]
Pt/Ti/Pt/Au	[62]

Die U_f -Alterung wird nun in Abhängigkeit der p-Kontaktmetalle Platin und Palladium untersucht. Abbildung 7.7 zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinien vor und nach dem Tempern der Wafer.

Da der Prozess für die Herstellung des p-Kontakts (Reinigungen, Dotierhöhe in der p-Kontaktschicht usw.) für Platin optimiert wurde, sind U_0 und R_s der Probe mit Palladium etwas erhöht. Nach dem Tempern zeigt der Wafer mit Platin als Kontaktmetall einen signifikant erhöhten Spannungsverlauf, während er sich bei dem Wafer mit Palladium kaum verändert hat. Der Spannungsanstieg durch das Tempern ist also abhängig vom p-Kontaktmetall, was die Hypothesen 2 und 3 unterstützt, bei denen eine katalytische Wirkung des Kontaktmetalls beschleunigend auf die Alterung wirkt. Hypothese 4, bei der ein Diffusionsprozess von Wasserstoff aus der Epitaxie zum p-Kontakt die Ursache ist, kann damit ausgeschlossen werden. Die elektrischen Kennzahlen aus diesem Versuch sind ebenfalls in Tabelle 7.2 eingetragen.

Ähnliche Beobachtungen finden sich auch in der Literatur. Die Kontakt-Untersuchungen von Weimar et al. [70] an Teststrukturen ergaben eine Verringerung des Kontaktwiderstands durch Tempern eines Palladium-Kontakts bei 400–600 °C. Der gleiche Temperaturschritt verschlechterte hingegen den Kontaktwiderstand des Platin-Kontakts. Dieses Ergebnis ist konsistent mit den Untersuchungen von Koide et al. [153], der durch einen Temperschritt für Platin und Gold einen ansteigenden Kontaktwiderstand feststellte, für Nickel und Tantal dagegen einen sinkenden.

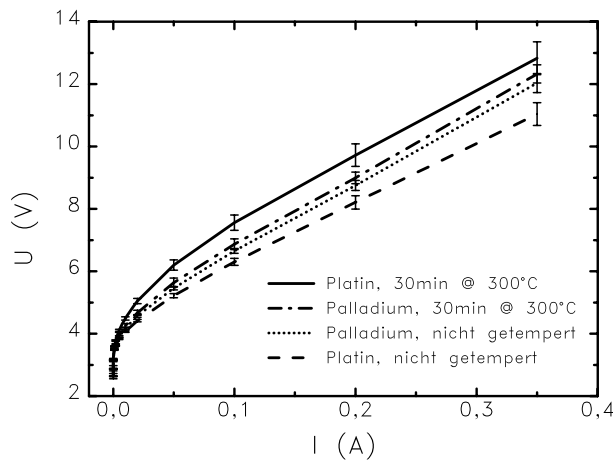


Abbildung 7.7: Über eine Anzahl von mehr als 50 Dioden gemittelte Strom-Spannungs- Kennlinien zweier U_f -Teststrukturen mit unterschiedlicher p-Kontakt-Metallisierung. Der U_f -Anstieg durch das Tempern fällt bei dem Wafer mit Palladium deutlich geringer aus als beim Wafer mit Platin.

Eine Verschlechterung des p-Kontakts bei Temperaturen über 400°C stellt für eine montierte Laserdiode kein Problem dar, da eine so hohe Temperatur im Betrieb nicht erreicht wird. Trotzdem wirkt die Temperatur beschleunigend, wie auch indirekt der Strom, da er über $P_{\text{verl}} = R \cdot I^2$ insbesondere an Stellen mit hohem Widerstand eine weitere Temperaturerhöhung bewirkt. Dieser selbstverstärkende Effekt kann dazu führen, dass sich einzelne Stellen mit hoher Temperatur und damit beschleunigter Kontaktdegradation bilden.

7.6.3 Ergebnis der Analyse

Durch das Experiment mit modifizierter p-Kontaktschicht kann die Hypothese 1, ein Haftungsproblem, ausgeschlossen werden. Das Ergebnis, dass eine verringerte Konzentration von Wasserstoff in der p-Kontaktschicht den U_f -Anstieg durch Tempern deutlich reduziert, unterstützt die Hypothesen 2–4.

Der Einfluss der p-Metallisierung zeigt, dass die katalytische Wirkung des Metalls einen Einfluss auf die U_f -Alterung hat. Bei Hypothese 4 ist eine Diffusion von Wasserstoff die Ursache für eine Passivierung der Akzeptoren am p-Kontakt. Dafür wird die katalytische Wirkung nicht benötigt, weshalb Hypothese 4 ausgeschlossen werden kann.

Die U_f -Alterung kann also durch die Hypothesen 2 und 3 erklärt werden, die als Ursache des U_f -Anstiegs eine Veränderung der Grenzfläche Metall-Halbleiter beschreiben. Diese kann also entweder durch Bildung einer Dipolschicht oder durch einer Änderung in der Dichte der Oberflächenzustände verursacht werden. Durch beide Mechanismen ändert sich die Schottky-Barriere, was zur beobachteten U_f -Alterung führen kann. Ebenfalls gilt für beide Hypothesen, dass keine Volumendiffusion von Wasserstoff über weite Strecken notwendig ist. Es genügt eine Umlagerung oder Migration des Wasserstoffs aus den oberen Nanometern der hochdotierten p-Kontaktschicht. Eine Unterscheidung, ob die Bildung einer Dipolschicht oder die geänderte Dichte der Oberflächenzustände für die U_f -Alterung verantwortlich ist, kann hier nicht getroffen werden.

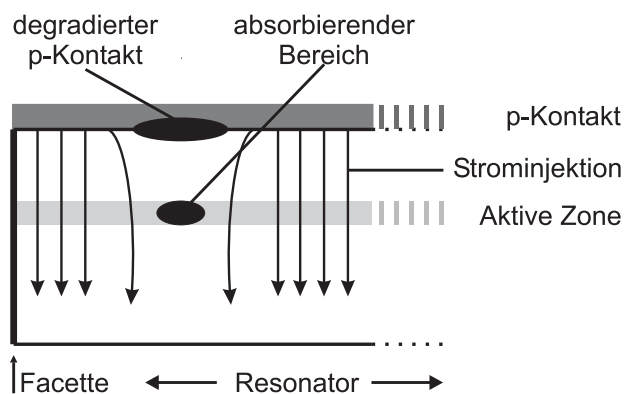
7.7 Modell der korrelierten Spannungs- und Lichtalterung

Es wurde gezeigt, dass eine Degradation des p-Kontakts eine Erhöhung der Flussspannung zur Folge hat. Nun wird ein Modell entwickelt, mit dem gleichzeitig auch die beobachtete Lichtalterung erklärt werden kann.

Bei der U_f -Teststruktur kann nur das spontan emittierte Licht detektiert werden, das an der Mesa-Kante austritt. Es ist also innerhalb der Mesa-Struktur eine Wellenleitung notwendig, die das Licht an die Mesa-Kante führt. Durch die Degradation des p-Kontakts entstehen absorbierende Bereiche. Dadurch gelangt weniger Licht zu den Mesa-Kanten, was die Lichtalterung an der U_f -Teststruktur erklärt.

Da eine gleichmäßige Alterung des p-Kontakts die Abnahme des detektierten Lichts nicht erklären kann, degradiert der p-Kontakt partiell, womit absorbierende Bereiche entstehen. Man kann also davon ausgehen, dass auch die Alterung des schmalen, aber langen p-Kontakts am Ridgelaser nicht gleichmäßig, sondern an einzelnen Stellen beginnt. Dies führt zu einer inhomogenen Strominjektion entlang des Resonators. Eine schematische Darstellung eines Lasers mit degradiertem p-Kontakt ist in Abbildung 7.8 im Längsschnitt dargestellt.

Abbildung 7.8: Schematische Darstellung eines Ridgelasers längs des Resonators. Ein lokal degradiert p-Kontakt führt zu einem absorbierenden Bereich in der aktiven Zone, der das Einsetzen der stimulierten Emission behindert.



Im ersten Teil der Alterung aus Abbildung 7.1 beträgt die Degradationsrate $0,2 \text{ mA/h}$, wobei gleichzeitig ein kontinuierlicher Anstieg der Flussspannung zu beobachten ist. In diesem Zeitabschnitt findet bereits eine partielle Degradation des p-Kontakts statt, was eine gleichmäßige Strominjektion verhindert. Dadurch sind an den entsprechenden Stellen weniger Ladungsträger in der aktiven Zone vorhanden, was den Gewinn g reduziert. Dies hat eine Erhöhung der Laserschwelle zur Folge und beeinflusst so die Alterungsrate des Betriebsstroms negativ. Durch das Ausschalten der U_f -Alterung kann also die Degradationsrate weiter gesenkt werden.

Im zweiten Teil der Alterung, ab etwa 11 h sinkt die Ladungsträgerdichte an einzelnen Stellen unter die Transparenzladerdichte ($n < n_{tr}$), wodurch diese Bereiche absorbieren und die stimulierte Emission verhindern. Erst durch die Absorption spontan emittierter Photonen werden Ladungsträger in den schwach gepumpten Bereichen generiert. Durch die

starke Erhöhung des Betriebsstroms und dem dadurch verstärkten optischen Pumpen der absorbierenden Bereiche werden diese ausgebleicht (transparent), so dass die stimulierte Emission wieder einsetzt.

Nach etwa 13 h findet keine weitere U_f -Alterung statt. Die elektrisch nicht angeschlossenen Bereiche müssen aber durch einen höheren Gewinn in den intakten Gebieten kompensiert werden. Hierzu ist eine höhere Stromdichte nötig, was zu einer verstärkten Degradation der Quantenfilme führt (siehe Abschnitte 5.1.1 und 6.2.3). Dies erklärt den Anstieg der linearen Alterungsrate von 0,2 mA/h auf 1,7 mA/h.

In diesem Kapitel konnte das Phänomen der korrelierten Spannungs- und Lichtalterung geklärt werden. Durch eine Degradation des p-Kontakts erhöht sich die Betriebsspannung und damit die elektrische Verlustleistung, was einen negativen Einfluss auf die Lebensdauer einer Laserdiode hat. Der degradierte p-Kontakt verursacht eine inhomogene Strominjektion, was zu einer zusätzlichen Erhöhung der Laserschwelle führt und so die Alterungsrate deutlich verschlechtert. Abhilfe schafft eine auf niedrigen Wasserstoffgehalt optimierte p-Kontaktschicht und die Verwendung eines p-Kontaktmetalls mit einer geringeren katalytischen Wirkung als Platin, also z.B. Palladium.

Kapitel 8

Untersuchung spontaner Ereignisse im Alterungsverlauf

Dieses Kapitel behandelt Mechanismen, die als singuläres Ereignis während des Betriebs auftreten und der kontinuierlichen Degradation überlagert sind.

In Abschnitt 8.1 werden zuerst elektrische Defekte an ungealterten Laserdioden sichtbar gemacht und Lösungsvorschläge für die Vermeidung von Nebenschlüssen vorgestellt. Anschließend wird die Bildung eines Nebenschlusses während der Alterung analysiert, der schließlich zum Spontanausfall der Laserdiode führt. Mit Hilfe der Teststruktur *Leuchten-der Ridge* wird ein Nebenschluss durch die Epitaxie näher untersucht, der sich ebenfalls erst im Betrieb gebildet hat. Der Abschnitt 8.2 beschäftigt sich mit Unstetigkeiten im Alterungsverlauf, die durch Modensprünge verursacht werden. Im Abschnitt 8.3 werden Ausfallmechanismen untersucht, die die maximale optische Ausgangsleistung im gepulsten und im CW-Betrieb begrenzen.

8.1 Elektrischer Defekt der Laserdioden

8.1.1 Lokalisierung und Identifikation von Nebenschlüssen

Im Abschnitt 3.1 ging es um die Interpretation von Kleinstromkennlinien und darum, die physikalische Natur von Parasitäten und ihre Anordnung in einem Ersatzschaltbild zu erkennen. Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Lokalisierung und der Identifikation von Nebenschlusspfaden, wobei sich die Emissions-Mikroskopie (Emmi) als geeignetes Werkzeug etabliert hat.

Nebenschlüsse durch p-Metallisierung

Ein typisches Emmi-Bild eines Ridgelasers mit Blick auf die p-Seite zeigt Abbildung 8.1. Der dunkle, senkrechte Streifen ist die Rippe, das Bondpad liegt links davon, die Diodennummerierung ist rechts angebracht. Direkt an der Facette, etwa in der Mitte des Bondpads,

ist eine Emission zu sehen, die die Position des Leckstroms markiert. Von dieser und einer weiteren defekten Laserdiode ist die Kleinstromkennlinie in Abbildung 8.2 eingetragen. Zum Vergleich ist eine typische Kleinstromkennlinie eines intakten Lasers auf SiC-Substrat abgebildet. Deutlich zu sehen ist der erhöhte Stromfluss der Laser mit Nebenschluss über den gesamten aufgetragenen Spannungsbereich. Die Kennlinien in Vorwärtsrichtung deuten auf eine parasitäre, parallele Diode hin. Der hohe Rückwärtsstrom lässt auf einen zusätzlichen Ohm'schen Nebenschluss schließen. Der unstetige Verlauf der Kennlinien deutet auf einen instabilen Nebenschlusspfad hin, der seine Eigenschaften und seine Größe im Betrieb ändert.

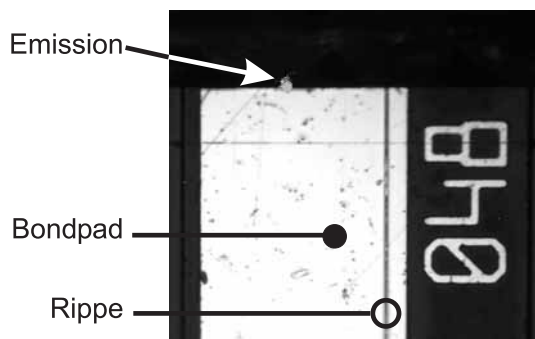


Abbildung 8.1: Emmi-Aufnahme eines Lasers von oben. An der Facette ist die Emission im nahen Infrarot zu erkennen, die die Lage des Leckstroms kennzeichnet.

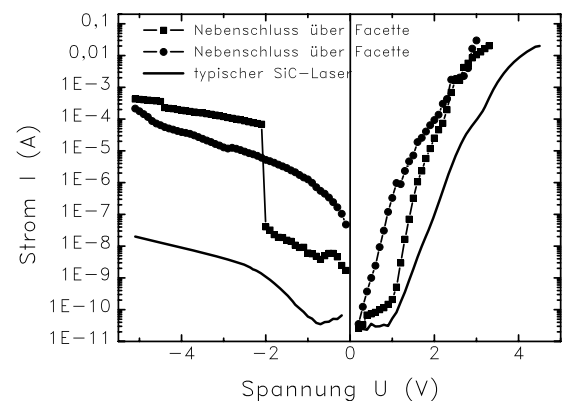


Abbildung 8.2: Kleinstromkennlinien zweier Laserdioden mit überhängender Gold-Metallisierung. Zum Vergleich ist der typische Verlauf einer intakten Laserdiode auf SiC-Substrat dargestellt.

Die defekten Laserdioden wurden anschließend mit einem Lichtmikroskop untersucht. Abbildung 8.3 zeigt Lichtmikroskopaufnahmen der im Emmi auffälligen Bereiche von der Facette. Überhängende p-Metallisierung reicht teilweise bis zum n-Halbleiter und bildet dort einen zum pn-Übergang parallelen Schottky-Kontakt. Dieser Kontakt kann sich durch die während des Betriebs anliegende Feldstärke formieren und verändern, was an dem unstetigen Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie in Abbildung 8.2 (eckige Symbole) zu sehen ist.

Diese überhängende p-seitige Kontaktverstärkung entstehen beim Spalten der Facetten, wobei Substrat und Epitaxie entlang der Kristallorientierung brechen. Das weiche Gold bricht allerdings erst nach einer gewissen Verformung. Abhilfe schafft eine dünnere Goldschicht. Da für das Ballbonden mindestens eine 500 nm dicke Goldschicht benötigt wird, ist keine signifikante Reduzierung der Goldstärke möglich. Daher wird die dicke Gold-Kontaktverstärkung im Bereich der Facette entfernt. Die letzten 10 μm – 30 μm vom Bondpad zur Facette wird der Strom nur noch vom dünnen Schichtpaket aus Pt/Ti/Pt getragen, was aber während des Betriebs der Bauteile zu keinem Nachteil führt.

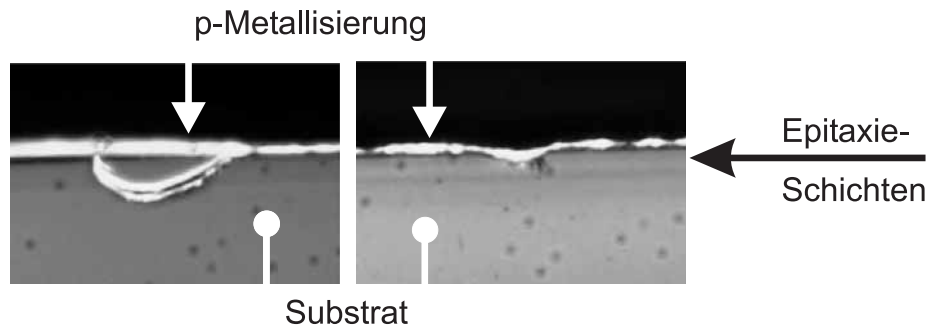
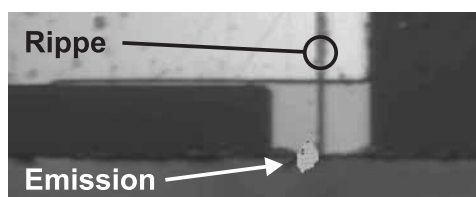


Abbildung 8.3: Lichtmikroskopbilder, die Ausschnitte auf die Facette der im Emmi auffälligen Laserdioden zeigen. Deutlich erkennbar ist das überhängende Gold der p-Metallisierung, das bis auf die n-Seite des Halbleiters reicht und einen Schottky-Kontakt ausbildet.

Nebenschluss durch das Spalten der Facetten

In Abbildung 8.4 ist links eine weitere Emmi-Aufnahme zu sehen. Bei dieser Laserdiode wurde die oben geschilderte Maßnahme bereits umgesetzt, d.h. die Kontaktverstärkung wurde im Bereich der Facette entfernt. Trotzdem erkennt man einen Emissionspunkt an der Facette der Laserdiode in der Nähe der Rippe. Vergleicht man das Emmi-Bild mit der rechts daneben abgebildeten Aufnahme eines hochauflösenden Lichtmikroskops, so kann der Strompfad einem muschelförmigen Ausbruch der Epitaxieschichten zugeordnet werden. Diese Ausbrüche sind beim Spalten der Facette entstanden, die den in Abbildung 8.5 sichtbaren Nebenschluss verursachen.

Emissions-Mikroskop:



Lichtmikroskop:

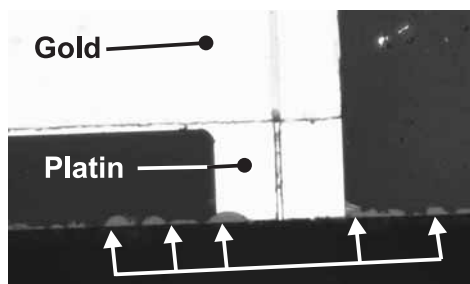


Abbildung 8.4: Links ist eine Emmi-Aufnahme zu sehen, die eine Emission an der Facette eines Ridgelasers zeigt. Im rechten Lichtmikroskopbild kann der Leckstrompfad Ausbrüchen in den Epitaxieschichten zugeordnet werden, die beim Spalten der Facette entstanden sind.

Der Nebenschluss aus Abbildung 8.5 hat einen stark Ohm'schen Charakter, was am ver-rundeten, V-förmigen Verlauf des Stromes von -2 V bis $+2\text{ V}$ zu erkennen ist. Die zwei un stetigen Stellen deuten auf einen instabilen Nebenschlusspfad hin, der sich durch das Anlegen eines äußeren Feldes verstärkt.

Die Bildung des beobachteten Nebenschlusses kann z.B. durch metallische Partikel er-klärt werden, die beim Spalten der Facetten entstehen und sich an der rauen Oberfläche

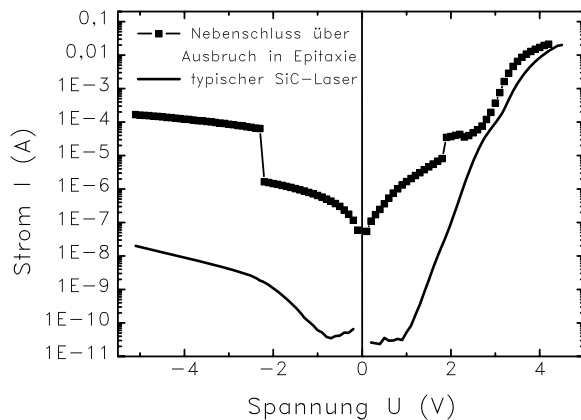


Abbildung 8.5: Kleinstromkennlinie der in Abbildung 8.4 dargestellten Laserdiode, die einen starken Ohm'schen Nebenschluss aufweist. Zum Vergleich ist auch der typische Verlauf einer intakten Laserdiode auf SiC-Substrat eingetragen.

der schlecht gebrochenen Epitaxieschichten anlagern. Eine weitere Möglichkeit sind Oberflächenzustände, die an den ausgebrochenen Stellen entstehen und einen Stromfluss über die Oberfläche ermöglichen.

Ausbrüche der epitaktischen Schichten an der Laserfacette können zur Ausbildung von Leckstrompfaden führen. Durch eine Weiterentwicklung des Spaltverfahrens kann die Anzahl der Ausfälle reduziert werden.

Nebenschluss durch das Vereinzeln

Ausgehend von dieser Erkenntnis wird ein weiterer Prozess kritisch auf das Verursachen von Kurzschlüssen untersucht: das Vereinzeln der Laserdioden, ein notwendiger Prozessschritt vor der Montage von Einzelemittern. Es stehen zwei bekannte Methoden zum Vereinzeln der Laser zur Verfügung:

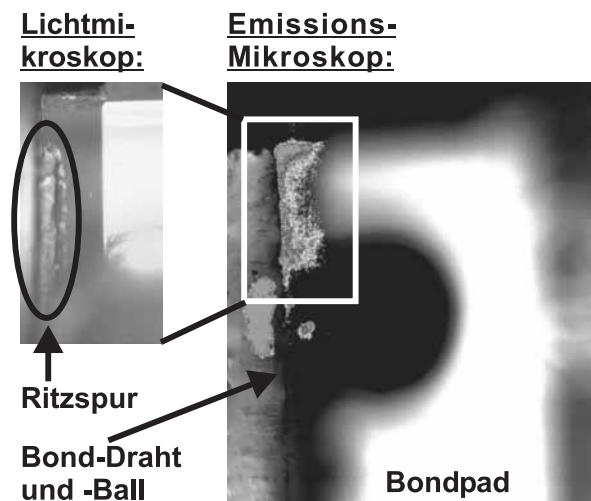
1. Das Erzeugen eines Bruchkeims durch Anritzen mit einem Diamanten und anschließendes Brechen entlang der Ritzspur.
2. Trennung der einzelnen Laser durch Sägen.

Da die Trennstellen der einzelnen Bauteile durch die Chiptechnologie auf der p-Seite definiert ist, erfolgt das Ritzen bzw. Sägen auf der p-Seite. Bei Laserdioden, die aus den kubischen Halbleitersystemen wie z.B. GaAs oder InAlGaP basieren, genügt eine flache Ritzspur, um die Laser mit wenig Kraftaufwand anschließend zu brechen. Da die Dicke der p-Seite meistens mehrere Mikrometer dick ist, wird der pn-Übergang erst durch das Brechen entlang einer kristallographischen Ebene durchtrennt, und nicht durch das Ritzen.

GaN ist, auch wegen der hexagonalen Kristallstruktur, viel härter als z.B. GaAs, so dass die Ritzspur deutlich tiefer sein muss, um als Bruchkeim zu wirken. Bei der verhältnismäßig dünnen Epitaxieschicht von insgesamt nur $1,5\ \mu\text{m}$ bis $2,5\ \mu\text{m}$ kann das Ritzen bereits den pn-Übergang durchtrennen bzw. schädigen. Mit einer Säge kann entweder ein Bruchkeim erzeugt werden, oder aber das gesamte Bauteil durchtrennt werden.

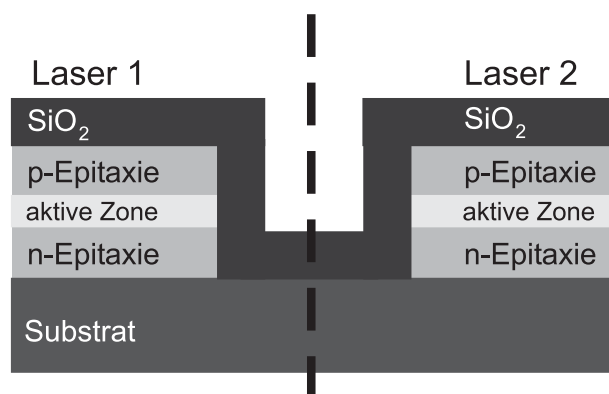
Bei allen genannten Verfahren wird also der pn-Übergang mechanischen Kräften ausgesetzt und das Material stark beansprucht. Dies kann zu dem in Abbildung 8.6 dargestellten Ausfallbild führen. Der bereits montierte Laser zeigt einen Leckstromanteil, der durch die Emmi-Aufnahme an einer Chipkante lokalisiert werden kann. Das Lichtmikroskop legt den Blick auf die markierte Chipkante frei, neben der eine zerstörte Eptaxieschicht zu sehen ist. Es handelt sich um die Ritzspur, wobei der Bruch an dieser Stelle knapp daneben verläuft. Auch hier ist also die zerstörte Epitaxieschicht für den Leckstrom verantwortlich.

Abbildung 8.6: Rechts ist das Emmi-Bild einer p-side-up montierten Laserdiode zu sehen, die links oben an der Chipkante einen Leckstrompfad aufweist. Die Darstellung durch das Lichtmikroskop zeigt, dass die Kante neben der Ritzspur verläuft. Der Leckstrom wird durch die zerstörten Epitaxieschicht verursacht, die durch das Vereinzeln der Laser entstanden ist.



Um diesen mechanischen Stress vom pn-Übergang fern zu halten, werden weitere Prozessschritte eingeführt. Diese beinhalten das trockenchemische Ätzen eines Grabens zwischen den Laserdioden bis zum Substrat, was in Abbildung 8.7 schematisch dargestellt ist. Eine anschließende Passivierung aus SiO_2 schützt den so freigelegten pn-Übergang bei der weiteren Bearbeitung vor Partikeln.

Abbildung 8.7: Skizze zur Veranschaulichung des Ätzgrabens, der die Laserdioden elektrisch voneinander trennt. Der freigelegte pn-Übergang wird durch eine anschließend aufgebraute SiO_2 -Schicht vor Partikeln geschützt.



Durch diesen Ätzgraben ist die Charakterisierung der Laser im Kleinststrombetrieb auch im Barrenverbund möglich, da die Dioden elektrisch voneinander getrennt sind. Somit können beschädigte Bauteile schon frühzeitig erkannt werden, was die Ausbeute funktionierender Laserdioden nach der Montage deutlich erhöht.

Nebenschlüsse durch die Montage

In einem letzten Herstellungsprozess werden die vereinzelt Laserdioden montiert. Nach der p-side-down-Montage werden häufig Nebenschlüsse beobachtet, wie in Abbildung 8.8 im Vergleich zur Messung im Barrenverbund dargestellt ist. Die Kleinstromkennlinie nach der Montage deutet auf einen Nebenschlusspfad über eine parallele Diode hin.

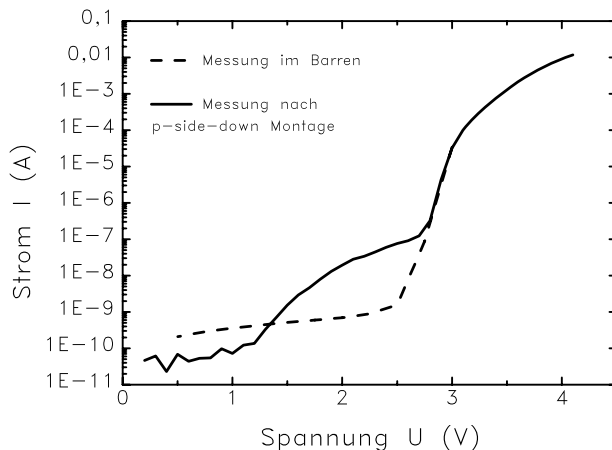


Abbildung 8.8: Kleinstromkennlinie eines Lasers im Barrenverbund (gestrichelte Linie) und nach der p-side-down-Montage (durchgezogene Linie). Die Abweichung deutet auf einen parasitären Strompfad mit Diodencharakter hin, der durch den Schottky-Kontakt zwischen Lot und Substrat gebildet wird.

Bei der p-side-down-Montage wird die p-Metallisierung in das flüssige Lot des Wärmespreizers gedrückt, was eine teilweise Verdrängung des Lotes mit sich bringt. Da Laserdioden, die montiert werden sollen, vorher dielektrisch verspiegelt werden, kann das Lot keinen Kurzschluss über die Facette bilden. Entlang der Chipkante ist der pn-Übergang seit der Einführung des passivierten Ätzgrabens geschützt.

Um den Nebenschlusspfad lokalisieren zu können, wurde eine Laserdiode p-side-down auf einen SiC-Wärmespreizer montiert und anschließend in Harz eingegossen. Mit einer Diamant-Schleifscheibe wurde ein Schliff parallel zu den Facetten angefertigt. Die so präparierte Probe zeigt die REM-Aufnahme in Abbildung 8.9. Im rechten Teil des Bildes erkennt man eine Lotanhäufung, die das Substrat im Ätzgraben berührt.

Schematisch sind die möglichen Strompfade einer montierten Laserdiode in Abbildung 8.10 eingezeichnet. Die SiO_2 -Schicht, die das Substrat passiviert, kann durch das Vereinzeln der Laser abgeplatzt sein und so den Nebenschluss ermöglichen. Andererseits kann die Lotanhäufung auch über die SiO_2 -Schicht hinaus reichen und das Substrat an der rauen Seitenfläche anschließen.

Zwischen dem Lot der p-Seite und dem gut n-leitenden Substrat bildet sich also ein Schottky-Kontakt. Dieser ist in der Kleinstromkennlinie aus Abbildung 8.8 als parasitäre parallele Diode erkennbar.

Bei der p-side-up-Montage stellt das etwa $100\ \mu\text{m}$ dicke Substrat sicher, dass der p-Halbleiter nicht vom Lot erreicht wird. Daher wird die p-side-up-Montage als risikoreduzierte Montagevariante sowie als Referenzaufbau verwendet.

Der thermische Widerstand ist, wie in Abschnitt 4.4.1 erläutert, bei der p-side-down-Montage geringer als bei der Variante p-side-up. Daher gibt es das Bestreben, ersteres Ver-

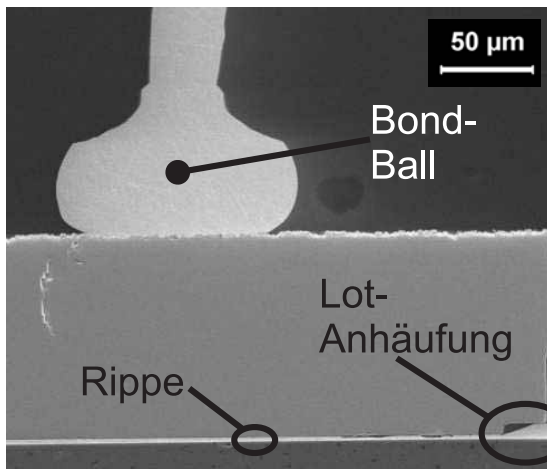


Abbildung 8.9: REM-Aufnahme an einer Schliff-Präparation eines p-side-down montierten Ridgelasers parallel zu den Facetten. Rechts unten im Bild ist eine Lotanhäufung zu sehen, die für den Nebenschluss des Lasers verantwortlich ist.

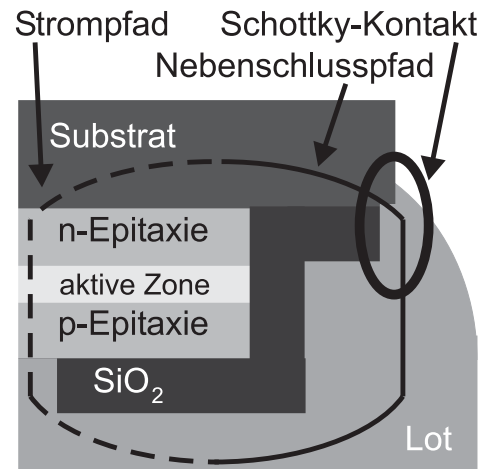


Abbildung 8.10: Regulärer Strompfad (gestrichelte Linie) und Nebenschlusspfad (durchgezogene Linie) einer p-side-down montierten Laserdiode. Der Nebenschlusspfad wird durch einen Schottky-Kontakt zwischen Lot und Substrat gebildet.

fahren zu optimieren. Eine Möglichkeit bietet die Verwendung von strukturierten Wärmespreizern, bei denen das Lot nicht über die Chipkante hinaus reicht [24]. Da diese sehr teuer sind, wird die Ausbeute durch eine sorgfältige Auswahl des Lotes und die genaue Abstimmung des Lötprofils auf die Metallisierung des Lasers gesteigert.

8.1.2 Elektrisches Verhalten eines Lasers während des Betriebs

In diesem Abschnitt wird das Alterungsverhalten einer Laserdiode auf GaN-Substrat genauer untersucht. Das Bauteil wurde p-side-down auf einen strukturierten Wärmespreizer aus CVD-Diamant montiert [24]. Die Alterung fand bei einer konstanten optischen Ausgangsleistung von $P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$ statt, wobei die Temperatur der Wärmesenke auf $T_{\text{HS}} = 25^\circ\text{C}$ geregelt wurde.

Online-Monitoring

Der zeitliche Verlauf von Betriebs-Strom und -Spannung ist in Abbildung 8.11 zu sehen. Er kann in drei Zeitbereiche eingeteilt werden, in denen jeweils ein Mechanismus dominiert. Zeitpunkte, an denen Zwischenmessungen vorgestellt werden, sind durch Dreiecke markiert.

Im ersten Zeitbereich geht der Strom, nach einer nur wenige Stunden andauernden Anfangsalterung, zwischen 20 h und 100 h in eine lineare Alterungsrate von 0,05 mA/h über. Legt man die Laserdaten bei 20 h zugrunde und definiert als Ende der Lebensdauer das Erreichen des doppelten Betriebsstroms, so liegt die „extrapolierte Lebensdauer“ bei 1680 h.

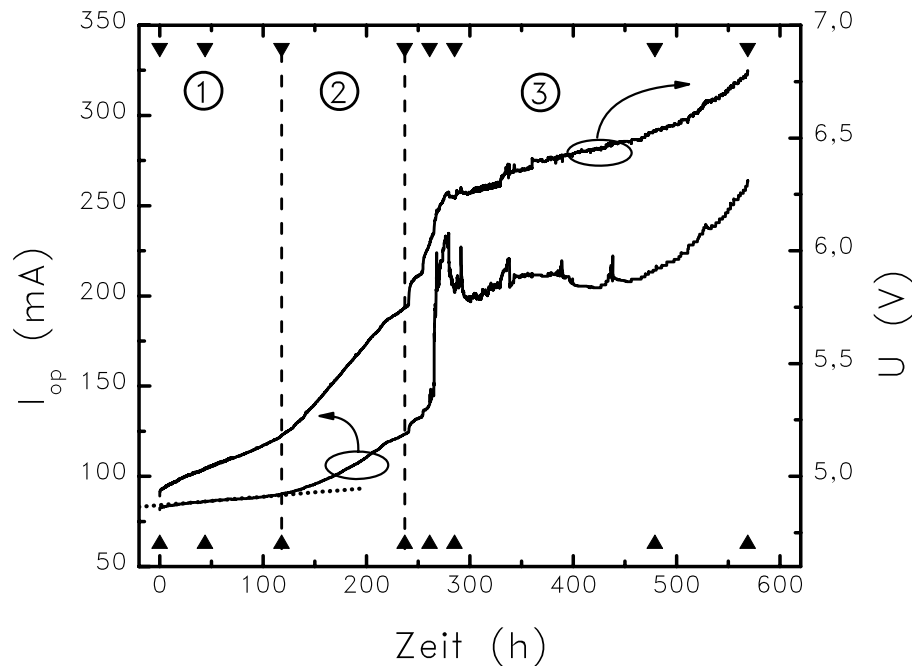


Abbildung 8.11: Online-Monitoring einer $P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$ Alterung bei $T_{\text{HS}} = 25^\circ\text{C}$. Die Dreiecke markieren die Zeitpunkte der hier diskutierten Zwischenmessungen.

Die prognostizierte Lebensdauer wird vom Laser allerdings nicht erreicht, da bei etwa 118 h ein Knick sowohl im Strom-, als auch im Spannungsverlauf auftritt. Zur Identifikation der alternden Parameter sind in Abbildung 8.12 vier Strom-Spannungs- sowie Strom-Licht-Kennlinien bis 238 h aufgetragen.

Bis 44 h sind die Strom-Spannungs-Kennlinien nahezu unverändert. Bis 118 h hat sich die Spannung etwas erhöht, wobei die Laserschwelle gleichzeitig um 8,5 mA gestiegen ist. Zwischen 118 h und 238 h ist eine deutliche Erhöhung der Spannung sichtbar, wobei die Laserschwelle um 34,5 mA stark gealtert ist. Der zweite Zeitbereich ist also durch eine korrelierte

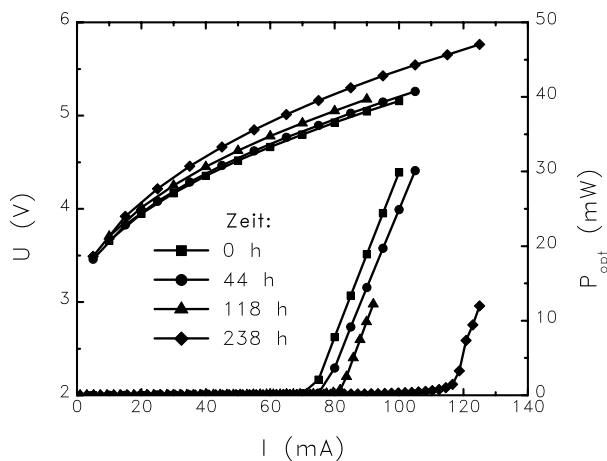


Abbildung 8.12: Strom-Spannungs-Kennlinien zu den ersten 4 in Abbildung 8.11 markierten Zeitpunkten. Deutlich zu sehen ist eine schwache Erhöhung der Spannung bei 118 h und eine deutliche Erhöhung bei 238 h. Gleichzeitig mit dem Anstieg der Spannung steigt die Laserschwelle stark an. Dieses Phänomen wird in Kapitel 7 genauer untersucht.

Spannungs- und Lichtalterung dominiert. Dieses Phänomen wurde bereits in Kapitel 7 genauer untersucht. Da die Spannung auch zwischen 44 h und 118 h steigt, ist die minimale lineare Alterungsrate von 0,05 mA/h bereits von diesem Alterungsphänomen überlagert.

Besonders auffällig im Online-Monitoring von Abbildung 8.11 ist der plötzliche Anstieg des Betriebsstroms nach etwa 266 h, auf den ein unstetes Verhalten des Stromverlaufs folgt. Für die Untersuchung des dritten Zeitbereichs werden nun die Kleinstromkennlinien der gesamten Betriebsdauer näher betrachtet.

Kleinstromverhalten während des Betriebs

In Abbildung 8.13 sind Kleinstromkennlinien zu den in Abbildung 8.11 markierten Zeitpunkten mit Symbolen aufgetragen. Die durchgezogenen Linien sind Rechnungen nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 8.14 e).

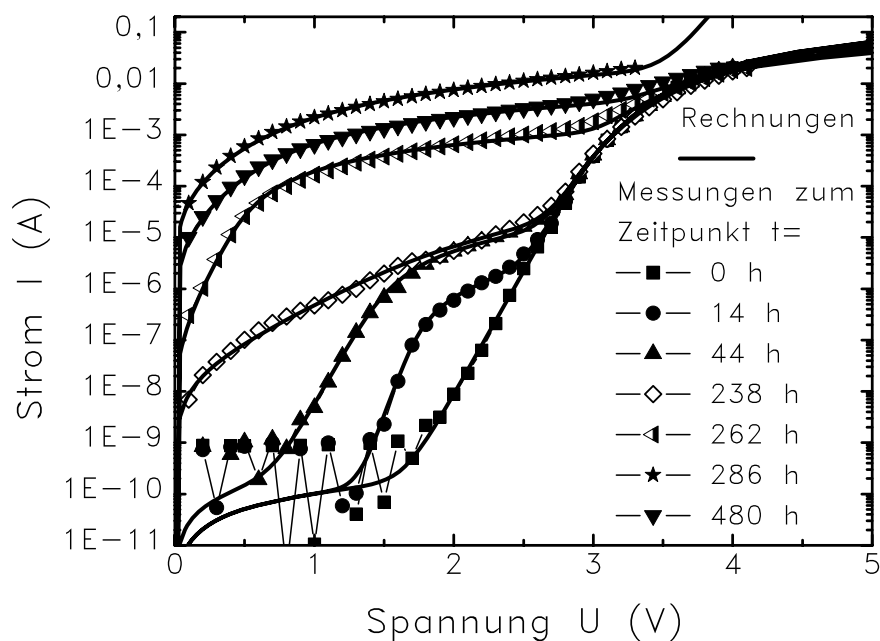


Abbildung 8.13: Kleinstromkennlinien zu denen in Abbildung 8.11 markierten Zeitpunkten. Die Symbole repräsentieren die Messpunkte, die Linien zeigen Rechnungen, die nach dem Ersatzschaltbild 8.14 e) vorgenommen wurden. Die Kennlinien zeigen, wie sich mit der Zeit ein Nebenschluss formiert.

Für die Nachbildung der ungealterten Kennlinie wird eine parasitäre serielle Diode verwendet, die den zusätzlichen Spannungsabfall im Bauteil berücksichtigt, wohingegen keine parallele Parasität benötigt wird. Die Parameter der Laserdiode, die während der Alterung unverändert gelten, sind in Tabelle 8.1 angegeben.

An den Kennlinien zu 14 h und 44 h erkennt man eine sich formierende, parallele parasitäre Diode D_n . Der sich bildende Nebenschluss kann an den Elementen des Ersatzschaltbilds

Tabelle 8.1: Die während der Alterung für die Rechnungen konstant angenommenen Parameter des pn-Übergangs und der seriellen parasitären Diode.

Beschreibung	Formelzeichen	Wert
für den pn-Übergang:		
Sättigungsstrom	I_0	$2,0 \cdot 10^{-18} \text{ A}$
Idealitätsfaktor	m	3,5
für die serielle Diode:		
Sättigungsstrom	$I_{0,Ds}$	$1,0 \cdot 10^{-4} \text{ A}$
Idealitätsfaktor	m_{Ds}	1,5

näher untersucht werden, deren zeitliche Entwicklung in den Abbildungen 8.14 a) bis d) in Balkendiagrammen aufgetragen sind.

Am deutlichsten verändert sich der Ohm'schen Querleitungswiderstand R_q , über den die Parasität an den Strompfad angeschlossen ist. Der Ohm'sche Parallelwiderstand R_n verringert sich nur geringfügig und kann ab 286 h nicht mehr bestimmt werden, da der Leckstrompfad über R_q und D_n dominiert.

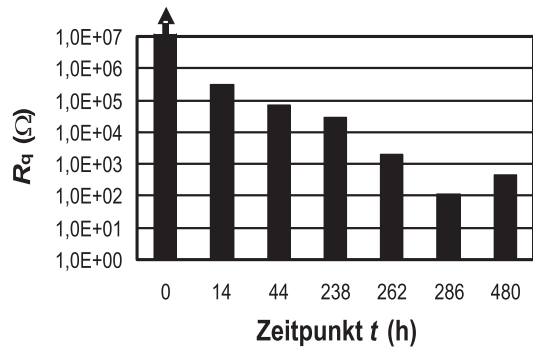
Die Vergrößerung des Sättigungsstroms $I_{0,Dn}$ (Abbildung 8.14 c)) deutet auf eine Kontaktformierung eines parallelen Schottky-Kontakts hin. Nach Gleichung 3.7 vergrößert sich $I_{0,Dn}$, wenn sich die Barrierenhöhe Φ_B verkleinert.

Interessant sind auch die Werte für den Idealitätsfaktor der parallelen Diode m_{Dn} in Abbildung 8.14 d). Das unstete Verhalten und die Werte bis $m_{Dn} = 12$ stehen für einen instabilen Kontakt, eventuell sogar mehrerer Nebenschlusspfade.

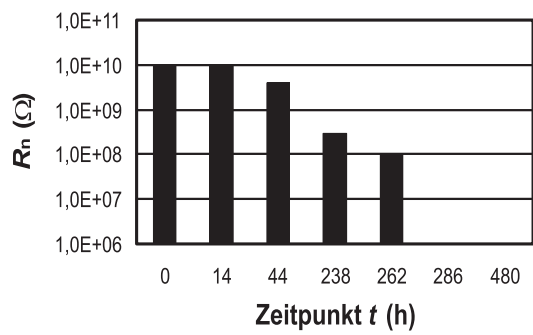
Bei Betrachtung der Kleinstromkennlinien fällt die Linie für 238 h auf, da sie mit einem sehr hohen Idealitätsfaktor für die Parasität modelliert wurde. Bei den wichtigen Parametern R_q und $I_{0,Dn}$ verhält sie sich allerdings unauffällig. Im Online-Monitoring ist zu dieser Zeit lediglich ein leichter Knick bei Strom und Spannung zu erkennen, allerdings folgen mehrere Sprünge kurze Zeit später. Kleinstromkennlinien, die stark von ihrer anfänglichen Form abweichen, können also als Hinweis auf ein elektrisch instabiles Bauteil mit Nebenschlusspfad interpretiert werden.

Die Degradation der betrachteten Laserdiode wird im dritten Zeitabschnitt durch einen Nebenschluss dominiert, der sich langsam über die gesamte Betriebsdauer ausbildet. Aus der zeitabhängigen Analyse der einzelnen Bauelemente des Ersatzschaltbilds wird der Nebenschlusspfad als eine parallele Schottky-Diode identifiziert. Ursache kann nach Abschnitt 8.1.1 z.B. eine überhängende p-Metallisierung oder eine Lotanhäufung sein. Durch den Betrieb formiert sich der Kontakt mit Hilfe des elektrischen Felds oder der Bauteiltemperatur, was eine niedrigere Schottky-Barriere, damit einen niedrigeren Kontaktwiderstand und somit einen höheren Stromfluss über den Nebenschlusspfad zur Folge hat.

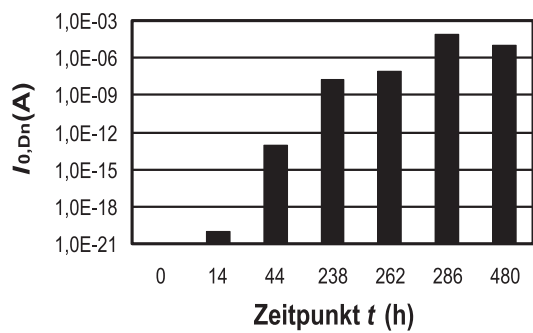
Die Analysen an diesem wie auch an vielen anderen Bauelementen zeigen, dass ein einmal gebildeter Nebenschluss immer niederohmiger wird und so die Eigenschaften der Laserdiode



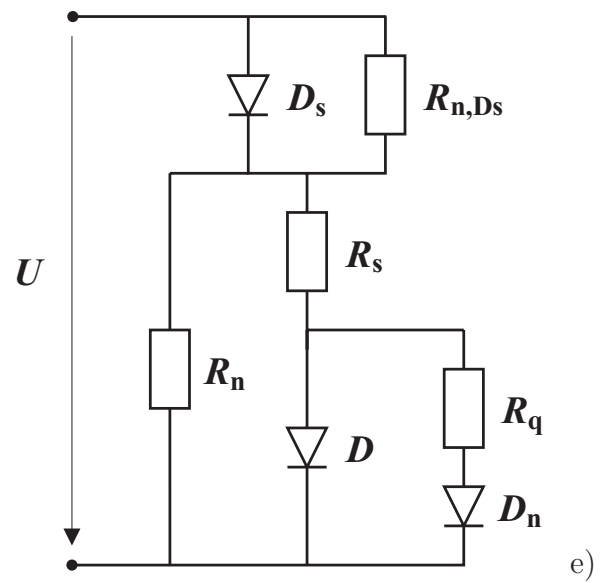
a)



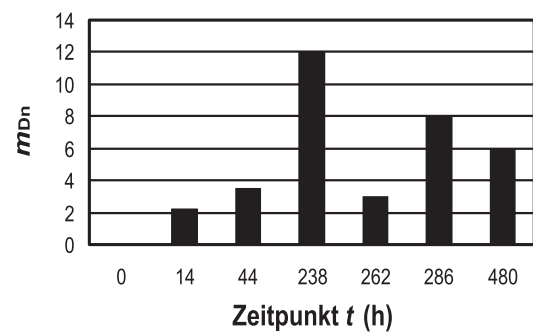
b)



c)



e)



d)

Abbildung 8.14: Zeitlicher Verlauf der Parameter a) R_q , b) R_n , c) $I_{0,Dn}$ und d) m_{Dn} , die zur Modellierung der Kleinstromkennlinien aus Abbildung 8.13 verwendet wurden. Das entsprechende Ersatzschaltbild ist in e) abgebildet.

merklich stört. Daher ist für das Erreichen hoher Lebensdauern ein elektrisch einwandfreies Bauteil notwendig. Um eine Laserdiode als solche zu identifizieren, sind Kleinststrommessungen ein geeignetes Werkzeug. Zudem geben Kleinststromkennlinien während der Alterung Hinweise, die das aktuelle und das zukünftige Verhalten der Online-Daten erklären bzw. vorhersagen können.

Verhalten der Licht-Strom-Kennlinien

Um den Sprung des Betriebsstroms nach 266 h genauer analysieren zu können, werden nun die Zwischenmessungen über die gesamte Alterung genauer betrachtet, die in Abbildung 8.15 dargestellt sind. Die Bildung eines Nebenschlusses ist auch in den linear aufgetragenen Strom-Spannungs-Kennlinien ab 262 h, insbesondere bei kleinen Strömen zu sehen. Die Kennlinie bei 286 h weist auch eine verkleinerte Flussspannung gegenüber der Kennlinie bei 263 h auf. Das U_f steigt bis 586 h wieder an, was mit den ansteigenden Werte von R_q und den sinkenden Werten von $I_{0,Dn}$ ab 480 h aus Abbildung 8.14 korreliert.

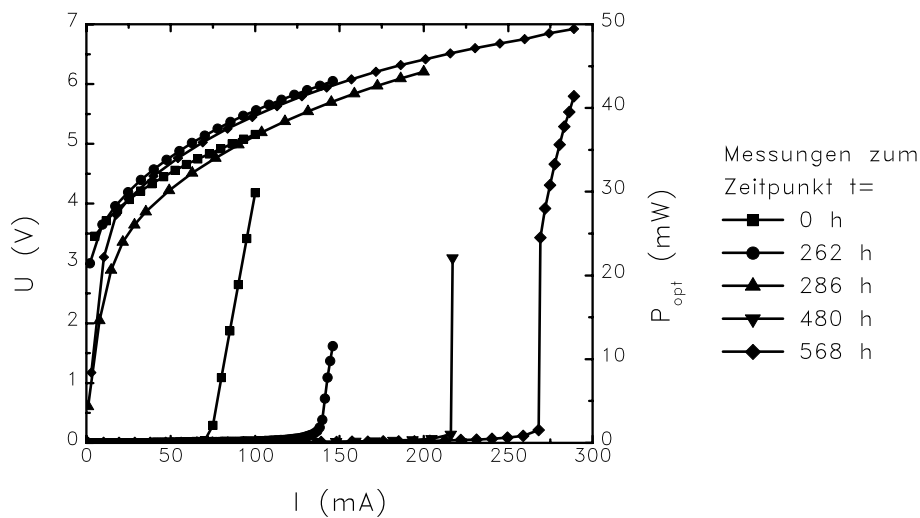
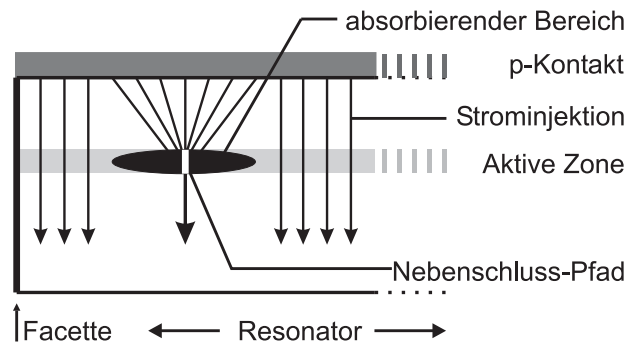


Abbildung 8.15: Veränderung der Strom-Spannungs-Kennlinien während der Alterung von insgesamt 568 h bei konstanter optischer Ausgangsleistung. Auffällig ist die Kennlinie bei 286 h, die einen deutlichen Nebenschluss aufweist und zu einem verkleinerten U_f führt. Im weiteren Verlauf erhöht sich das U_f wieder, der Nebenschluss bei kleinen Spannungen bleibt aber erhalten. Der Nebenschluss hat auch deutliche Auswirkungen auf die Licht-Strom-Kennlinien.

Die Form der Licht-Strom-Kennlinien ändert sich nach der Bildung des Nebenschlusses deutlich. Beispielsweise springt die optische Ausgangsleistung bei der 568 h-Kennlinie innerhalb von 1 mA von 1 mW auf 24 mW. Ist der Nebenschluss in der Nähe des Rippenwellenleiters lokalisiert, entzieht dieser dem Ridge Ladungsträger, was zu einem schlecht gepumpten Bereich unterhalb der Rippe, und damit innerhalb des Resonators führt. Dieser Mechanismus ist schematisch in Abbildung 8.16 dargestellt.

Der Nebenschluss verursacht also eine Laserdiode mit sättigbarem Absorber. Die elektrisch gepumpten Bereiche pumpen den absorbierenden Bereich optisch, bis dieser transparent ist.

Abbildung 8.16: Schematische Darstellung eines Lasers mit Nebenschluss, der die injizierten Ladungsträger seiner Umgebung abzieht. Der daraus entstehende absorbierende Bereich unterbricht den Resonator und verhindert so den Laserbetrieb.



Bei den Kennlinien ab 480 h wird die Transparenz erst erreicht, wenn sich die elektrisch gepumpten Bereiche bereits in Ladungsträgerinversion befinden. Daher setzt der Laserbetrieb auf einem Punkt der Licht-Strom-Kennlinie weit oberhalb der Schwelle ein. Ähnliche Kennlinien zeigen Liu et al. an inhomogen gepumpten InGaAsP/InP Doppelheterostruktur-Laserdioden in [163], wobei auch auf Ratengleichungen basierende Simulationen vorgestellt werden. Nebenschlüsse können also, neben einer Erhöhung der Laserschwelle, auch einen unerwünschten Einfluss auf die Form der Laserkennlinie haben.

8.1.3 Nebenschlüsse durch das Volumen des Halbleiters

Theorie

In den vorherigen Abschnitten wurden Nebenschlusspfade analysiert, die an der Chipkante auftreten. In diesem Abschnitt sollen Mechanismen aufgezeigt werden, wie sich ein Leckstrom durch das Volumen des Halbleiters bilden kann.

Bei Linienversetzungen, die sich von der n-Seite bis zur p-Kontaktschicht erstrecken, handelt es sich um Störungen im Kristallgitter, die p- und n-Seite miteinander verbinden. Gelangt leitfähiges Material wie z.B. ein Metall von der p-Seite an die Versetzungen, kann dieses wie in einem Kanal durch Diffusion oder Elektromigration auf die n-Seite gelangen und so einen leitfähigen Nebenschlusspfad bilden. Dieser Effekt wird von Hsu et al. durch Tempern des p-seitigen Ni/Au-Kontakts über 700 °C künstlich erzeugt [164]. Mittels TEM und EDS (energy dispersive x-ray spectrometer) an einem Querpräparat konnte Nickel und Gold in einer Linienversetzung nachgewiesen werden. Bei einem Temperaturschritt über 900 °C bilden sich Blasen aus Gallium über den Linienversetzungen. Da Gallium ebenfalls ein leitfähiges Metall ist, wird für die Erklärung von Nebenschlüssen entlang von Versetzungen nicht unbedingt ein Kontaktmetall benötigt. Möglicherweise bildet sich im Betrieb an einer Linienversetzung ein zuerst hochohmiger Strompfad aus. Durch die Erwärmung und das anliegende Feld könnten Gallium-Atome aus dem Gitter gelöst werden und so die Leitfähigkeit weiter erhöhen, bis sich ein niederohmiger Nebenschluss bildet.

In nächsten Abschnitt wird eine massive Aufschmelzung der Epitaxie gezeigt, die während des elektrischen Betriebs entstand und ebenfalls einen Nebenschluss verursacht.

Experiment an einer Teststruktur

Oftmals können während des Betriebs entstandene Kurzschlüsse keinem der bisher genannten Ursachen zugeordnet werden. Die Vermutung liegt nahe, dass sich der Nebenschlusspfad unter der p-seitigen Metallisierung verbirgt. Die in Kapitel 5.3 vorgestellte Teststruktur *Leuchtender Ridge* bietet die Möglichkeit, einen Teil des Ridges durch einen transparenten p-Kontakt im Betrieb zu beobachten.

Der in Abbildung 5.5 gezeigte Laser hat eine Ridgebreite von $9\text{ }\mu\text{m}$. Die Alterung wurde im CW-Betrieb bei konstanter Stromdichte durchgeführt, wobei diese im Laufe der Zeit schrittweise von $j = 2,8\text{ kA/cm}^2$ auf $j = 9,3\text{ kA/cm}^2$ erhöht wurde. Für das Experiment wurde der Barren auf eine vergoldete Kupfer-Unterlage geklemmt und mit einer Kontaktnadel fixiert. Aufgrund des hohen thermischen Widerstands und der relativ hohen Schwelle von $j_{\text{th}} = 11,1\text{ kA/cm}^2$ befindet sich das Bauteil während der Alterung nicht im Laserbetrieb. Der Versuch wurde mehrmals unterbrochen, um Veränderungen der Kleinstromkennlinien und der Elektrolumineszenz im gepulsten Betrieb zu erfassen.

Die Bilder der Elektrolumineszenz gleichen über 100 h dem aus Abbildung 5.5 b). Nach einer Betriebsdauer von 130 h hat sich an einer Stelle des transparenten Kontakts ein schwarzer Fleck gebildet. Gleichzeitig zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie einen starken Ohm'schen Nebenschluss, wie in Abbildung 8.17 zu sehen ist.

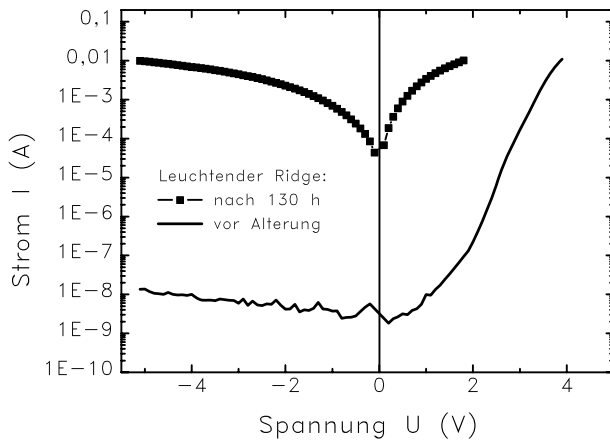


Abbildung 8.17: Kleinstromkennlinie eines *Leuchtenden Ridges* vor der Alterung und nach 130 h Betrieb. Die Kennlinie nach der Alterung zeigt einen starken, Ohm'schen Nebenschluss.

An der beschädigten Stelle der Rippe wurde mit FIB (focused ion beam) ein Graben senkrecht zur Rippe geätzt. Eine Übersicht mit dem FIB-Schnitt ist in Abbildung 8.18 zu sehen. Abbildung 8.19 zeigt eine REM-Aufnahme des FIB-Schnitts, in dem der rechte Teil der Rippe im Querschnitt zu sehen ist. Es fällt auf, dass nicht nur die dünne Platinschicht zerstört ist, sondern auch die darunter liegenden epitaktischen Schichten. Dies deutet darauf hin, dass sich der Nebenschluss genau an dieser Stelle gebildet hat.

In Abbildung 8.20 sind Leuchtbilder an der Stelle des schwarzen Flecks abgebildet, wobei der eingestellte Strom von a) bis c) zunimmt. Mit Erhöhung der Stromstärke verkleinert sich der dunkle Fleck.

Bei schwacher Strominjektion wird in einem großen Bereich um die Störung kein Licht emittiert. Dies erhärtet die These, dass sich der Nebenschluss genau unterhalb des schwarzen

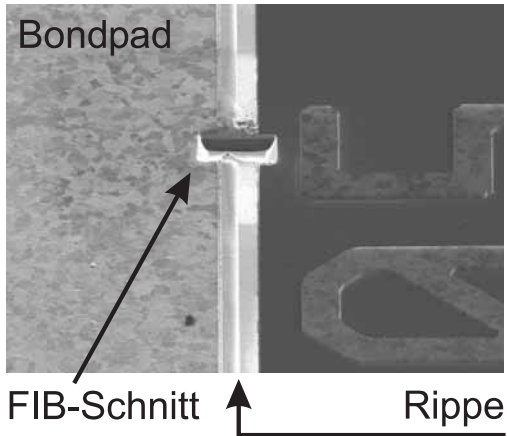


Abbildung 8.18: Lage des FIB-Schnitts quer zur Rippe, genau an der Stelle der verbrannten Metallisierung.

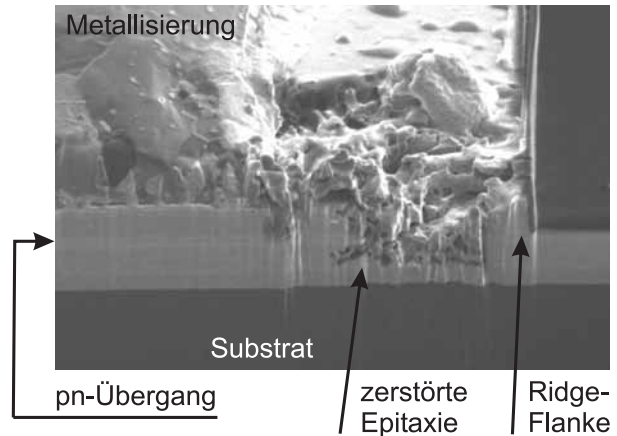


Abbildung 8.19: REM-Aufnahme am FIB-Schnitt. Die dünne Metallisierung ist zusammen mit der darunter liegenden Epitaxie aufgeschmolzen.

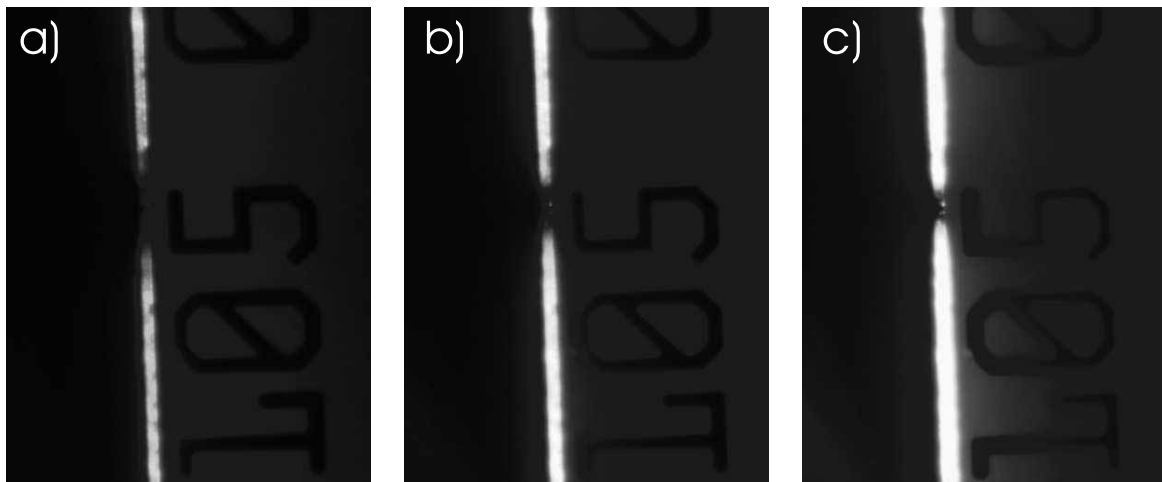


Abbildung 8.20: Elektrolumineszenz eines 130 h gealterten *Leuchtenden Ridges*, der an einer Stelle eine Schädigung an der dünnen Metallisierung aufweist. Der dunkle Bereich in a) ist viel größer als die Störung im Metall. Erst mit zunehmendem Strom, wie in b) und c) dargestellt, breitet sich die spontane Lichtemission weiter aus, was auf einen Nebenschluss an der dunklen Stelle hinweist.

Flecks gebildet hat. Injizierte Ladungsträger fließen im Bereich der zerstörten Metallisierung über den Nebenschluss ab und tragen somit nicht zur Lichtemission bei. Mit Erhöhung des Stroms können nicht mehr alle Ladungsträger in der Umgebung des Nebenschlusses abgezogen werden, so dass der dunkle Bereich kleiner wird. Auch werden durch optische Anregung innerhalb des absorbierenden Bereichs zusätzlich Ladungsträger generiert, die ebenfalls zur spontanen Emission beitragen, so dass sich die Elektrolumineszenz ausbreiten kann.

Der Defekt des Lasers wurde elektrisch verursacht, da sich der Leuchtende Ridge während der Alterung nicht im Laserbetrieb befand und so die optische Leistungsdichte im Resonator sehr gering war. Der Schaden ist nicht durch einen Randeffect verursacht, da die Ridgeflanke in Abbildung 8.19 gut erkennbar ist.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass sich ein Nebenschlusspfad durch die epitaktischen Schichten im Bereich der Rippe bilden kann. Durch eine lokal sehr hohe Stromdichte, verursacht z.B. durch Inhomogenitäten der Strominjektion, kann es zu einer Aufschmelzung von Epitaxie und Metallisierung kommen. Mit den metallischen Komponenten des InGaN oder der aufgeschmolzenen p-Metallisierung entsteht ein elektrisch leitender Ohm'scher Pfad, der den pn-Übergang überbrückt. Dies konnte bisher nur an der Teststruktur *Leuchtender Ridge* nachgewiesen werden, da ein Aufschmelzen der dicken Goldschicht im Ridge-laser von außen meist nicht lokalisierbar ist.

Nebenschlusspfade können auf verschiedene Arten während der Herstellung einer Laserdiode an der Chipkante gebildet werden. Dieser wird während des Betriebs meist niederohmiger, was zum Spontanausfall eines Bauteils führen kann. Durch Inhomogenitäten der Stromeinprägung kann es auch zu einer lokalen Aufschmelzung der Epitaxie kommen, was ebenfalls zu einem Ausfall der Laserdiode führt.

8.2 Einfluss optischer Moden und Kinks auf den Alterungsverlauf

Im Laserbetrieb erhöht sich die optische Ausgangsleistung linear mit dem Betriebsstrom. Schwingt während der Stromerhöhung z.B. eine höhere transversale Mode an, so ist dies an einem Knick in der Licht-Strom-Kennlinie sichtbar, an dem sich die Steilheit des Lasers ändert. Solch eine Stelle, bei der es zu Abweichungen der idealen Kennlinienform kommt, wird in der Literatur als „Kink“ bezeichnet. Für Anwendungen besteht oft die Forderung nach z.B. Kinkfreiheit bis 100 mW optischer Ausgangsleistung. Daher wird hier der Einfluss optischer Moden und Kinks auf Alterungsexperimente bei konstanter optischer Ausgangsleistung untersucht. Auffällige Stellen in den Online-Daten werden mit Hilfe von Zwischenmessungen analysiert. Anhand von Licht-Strom-Kennlinien und Emissionsspektren können unterschiedliche Ursachen für das Auftreten von Kinks identifiziert werden.

8.2.1 Ursache und Vermeidung von Modensprüngen

Ursache von Modensprüngen

Der durch die Epitaxieschichten gebildete vertikale Wellenleiter ist so dünn, dass in vertikaler Richtung nur die Grundmode ausbreitungsfähig ist. Daher bestimmt ausschließlich die Art und Stärke der lateralen Wellenführung, wie viele transversale Moden geführt werden können.

Die laterale Wellenführung hängt bei Ridgelaserdioden von der Ridgebreite und dem effektiven Brechungsindexsprung $\Delta\bar{n}_{\text{eff}}$ zwischen der Rippe und dem geätzten Bereich ab. Der effektive Brechungsindex des geätzten Bereichs hängt wiederum von der Ätztiefe und dem Brechungsindex der Passivierung ab. Je größer die Ätzstufe ist, desto größer ist $\Delta\bar{n}_{\text{eff}}$ und desto stärker ist die laterale Wellenführung. Für jede Ridgebreite kann mit Hilfe von Modenrechnungen eine Obergrenze für $\Delta\bar{n}_{\text{eff}}$ angegeben werden, bis zu der nur die Grundmode geführt wird. Um keine höheren Moden zuzulassen, müssen breite Ridgelaserdioden mit flachen Ätzstufen verwendet werden, wohingegen bei schmalen Rippen tiefer geätzt werden kann. Ist der laterale Wellenleiter für die Emissionswellenlänge nicht monomodig, hängt es von vielen Faktoren ab, ob und unter welchen Betriebsbedingungen eine Mode höherer Ordnung anschwingt.

Ein Laser mit einer Ridgebreite über $2\,\mu\text{m}$ zeigt im Arbeitspunkt meist keine monomodige Emission. Dies deckt sich mit Simulationen und experimentellen Ergebnissen, die für einen grundmodigen Betrieb eine Ridgebreite unter $1,5\,\mu\text{m}$ fordern [72, 87]. Der grundmodige Betrieb ist allerdings keine Voraussetzung für eine kinkfreie Kennlinie, da ein Kink nur bei einer Änderung der sich ausbreitenden Mode auftritt. Läuft ein Laser stabil auf einer Mode höherer Ordnung, ist kein Kink in der Licht-Strom-Kennlinie erkennbar.

Laserdioden mit Ridgebreiten ab $2\,\mu\text{m}$ lassen sich einfacher und reproduzierbarer herstellen als schmalere Ridgelaser und zeigen deshalb weniger Spontanausfälle. Außerdem steigt die Betriebsspannung bei sehr schmalen Rippen deutlich an, was die elektrische Verlustleistung erhöht. Für das Erreichen hoher Lebensdauern werden daher Ridgebreiten von 2 bis $2,5\,\mu\text{m}$ verwendet. Da diese nicht mehr grundmodig anschwingen, werden sie für folgende Experimente verwendet.

Ein Grund für einen Modensprung auf eine lateral höhere transversale Mode ist eine Änderung des effektiven Brechungsindexsprungs $\Delta\bar{n}_{\text{eff}}$. Dieser wird meistens durch eine Änderung des effektiven Brechungsindex unterhalb der Rippe verursacht, z.B. durch:

- Temperatur-induzierte Änderungen des Brechungsindex („thermal lensing“)
- durch Ladungsträger induzierte Änderung des Brechungsindex [72, 165]
- laterale Diffusion von Ladungsträgern bzw. Stromaufweitung
- räumliches Absenken der Ladungsträgerdichte verursacht durch die stimulierte Emission, die die Ladungsträger nur im Bereich der optischen Mode abräumt („spatial hole burning“) [166].

Die beiden letztgenannten Punkte haben zudem eine Änderung des räumlichen Gewinnprofils zur Folge, was die Modenführung ebenfalls beeinflusst. Neben Modensprüngen in lateraler Richtung sind auch Modensprünge auf andere longitudinale Modenpakete möglich, was von U. T. Schwarz et al. in [167] gezeigt wurde. Sehr ausführlich werden longitudinale Moden von C. Eichler in [24] diskutiert.

Verschiebt sich das Gewinnspektrum (z.B. durch Erwärmung der aktiven Zone), dann verändert sich die Emissionswellenlänge nicht kontinuierlich mit dem Gewinnmaximum, sondern springt über mehrere longitudinale Wellenzüge auf ein anderes longitudinales Modenpaket. Die Auswahl der dominierenden longitudinalen Moden hängt nicht nur von der Lage des globalen Gewinnspektrums ab. Vielmehr führen lokale Fluktuationen von Bandlücke und Ladungsträgerdichte zu Bereichen mit unterschiedlichen Gewinnspektren. Anschwingen werden immer die longitudinalen Moden, die über einen Resonatorumlauf gemittelt die größte Verstärkung erfahren. Ursachen für räumlich variierende Gewinnspektren können sein:

- Fluktuationen von Dicke und Komposition der Quantenfilme (siehe Abschnitt 2.4.1)
- inhomogene Stromeinprägung entlang des Resonators

Der Antiguiding-Faktor R [166, 168] beschreibt die Auswirkung einer Änderung der Ladungsträgerdichte n auf die Änderung der Ladungsträger-induzierten Änderung des Brechungsindex $\delta\bar{n}$ im Verhältnis zur Änderung des lokalen Gewinns g :

$$R \sim -\frac{\partial\delta\bar{n}/\partial n}{\partial g/\partial n} \quad (8.1)$$

Aufgrund ihres hohen Antiguiding-Faktors neigen InGaN-basierende Laserdioden zur Ausbildung von Filamenten, was Auswirkungen auf die Licht-Strom-Kennlinie, das Nahfeld und das Fernfeld hat [52, 168, 169].

Filamente sind lateral sehr schmale Moden, die durch Selbstfokussierung entstehen. Filamente bilden sich, wenn die Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone, insbesondere in lateraler Richtung, inhomogen verteilt ist. Dies geschieht auch bei homogener Stromeinprägung am p-Kontakt, z.B. durch Stromeinschnürung infolge lokal erhöhter Temperatur und Effekte wie „spatial hole burning“. Die Ausbildung von Filamenten kann als Modensprung interpretiert werden und führt ebenfalls zu einem Kink in der Licht-Strom-Kennlinie.

Weitergehende Analysen von Modensprüngen auf Mikrosekunden-Skala werden in [24], [68], [165], [170] und [171] vorgestellt. Dabei werden auch Auswirkungen auf das Spektrum, das Nahfeld und das Fernfeld untersucht.

Laserkonzepte zur Vermeidung von Modensprüngen

Für die meisten Anwendungen sind kinkfreie Kennlinien die Grundvoraussetzung. Um den Laserstrahl eng fokussieren zu können (z.B. für die Datenspeicherung), wird zusätzlich eine gute Strahlqualität M^2 gefordert. Dazu ist der Einsatz monomodig konzipierter Laserdioden

notwendig, da eine höhere laterale Mode sowohl das Fernfeld, als auch die Strahlqualität beeinträchtigt [170].

In der Literatur findet man für die Herstellung monomodiger InGaN-Laserdioden verschiedene Ansätze:

- Die Reduzierung der Ridgebreite auf unter $2\mu\text{m}$, was aber aufgrund der reduzierten p-Kontaktfläche zu einer stark erhöhten Betriebsspannung führt. Daher ist die Verwendung sehr schmaler Ridgelaser nur sinnvoll, wenn der Spannungsabfall auf der p-Seite gesenkt werden kann [87]. Hierfür findet sich in der Literatur hauptsächlich der Einsatz eines Übergitters (SL, superlattice). Dabei wird die Mantelschicht aus sehr dünnen Schichten mit unterschiedlichem Aluminiumgehalt und Dotierstoffkonzentration hergestellt, wie von Nakamura et al. in [28] vorgestellt.
- Des Weiteren muss die Ätztiefe neben der Rippe genau kontrolliert werden. Eine zu flache Ätzstufe führt zwar zu einer schwächeren Indexführung und erschwert so die Ausbreitung höherer Moden, lässt aber ein größeres Maß an Stromaufweitung zu. Mit sinkender Indexführung nimmt auch der Einfluss der Gewinnführung zu. Erfährt die Mode überwiegend eine Gewinnführung, verkleinert sich die laterale Ausdehnung der Mode mit Erhöhung des Stroms. Die damit verbundene Erhöhung des lateralen Füllfaktors kann zu unterschiedlichen Steigungen in der Laserkennlinie führen. Ein zu tiefer Ätzschritt hingegen erlaubt höhere Moden, beschädigt möglicherweise den pn-Übergang und kann so während des Betriebs zu spontanen Ausfällen führen.
- Eine mögliche Schädigung des pn-Übergangs durch das Ätzen der Rippe wird mit einer neuen Laserstruktur von Kwak et al. minimiert [160]. Die Ridgeflanke besitzt am unteren Ende einen deutlich flacheren Winkel und weitet dadurch etwas auf. Diese Technik, zu der eine CAIBE benötigt wird, soll eine tiefe Ätzstufe ermöglichen, gleichzeitig aber die beim trockenchemischen Ätzen üblichen Schäden reduzieren.
- In [105] von Ikeda et al. werden die Flanken eines $1,4\mu\text{m}$ breiten Ridgelasers mit einer Schichtfolge aus SiO_2/Si bedeckt, wobei Silizium eine sehr hohe Absorption bei der Laserwellenlänge hat. Die Grundmode wird dadurch kaum beeinflusst, die Mode erster Ordnung breitet sich aber räumlich weiter aus und wird so durch die absorbierende Schichtfolge gedämpft.
- Mit dem Prozess aus [88] von Kuramoto et al. kann völlig auf die Ridgeätzung verzichtet werden. Mit der sogenannten „ridge by selective re-growth“-Technik wird die Laserdiode in einem ersten Epitaxieschritt bis zum p-Wellenleiter hergestellt. In einem photolithographischen Schritt wird eine SiO_2 -Maske aufgebracht und strukturiert, so dass unbedeckte Streifen mit Breiten von $2\mu\text{m}$ bis $4\mu\text{m}$ entstehen. Im anschließenden zweiten Epitaxieschritt wird die obere Mantelschicht und die p-Kontaktschicht selektiv auf dem offen liegenden Wellenleiter aufgebracht. Durch dieses Verfahren ist die Ridgehöhe, und damit auch die Stärke der Indexführung, sehr genau durch die Epitaxie-Schichtfolge einstellbar.

8.2.2 Transversaler Modensprung

Bei Alterungsexperimenten mit konstanter optischer Ausgangsleistung erhöht sich der Strom stetig entsprechend der Alterung der Licht-Strom-Kennlinie des Lasers. Bei einer schlagartigen Veränderung der Ausgangsleistung reagiert auch der Betriebsstrom I_{op} schlagartig, was zu einem Sprung in der Alterungskurve führt. In Kapitel 8.1.2 kann solch ein Sprung im Betriebsstrom durch die plötzliche Bildung eines Nebenschlusses erklärt werden, was zu einer sprunghaften Erhöhung der Laserschwelle führt.

In Abbildung 8.21 a) ist die Alterung eines Lasers auf SiC-Substrat bei einer optischen Ausgangsleistung von $P_{\text{opt}} = 2 \text{ mW}$ und Raumtemperatur dargestellt. Die lineare Alterungsrate des $2 \mu\text{m}$ breiten Ridgelasers beträgt $0,83 \text{ mA/h}$. Zur Alterungszeit $t = 120,4 \text{ h}$ nimmt I_{op} schlagartig um $36,8 \text{ mA}$ zu, entsprechend die Spannung um $0,21 \text{ V}$. In Abbildung 8.21 b) ist in den Kleinstromkennlinien kein Nebenschluss, sondern lediglich die typische Alterung von Lasern auf SiC-Substrat zu erkennen.

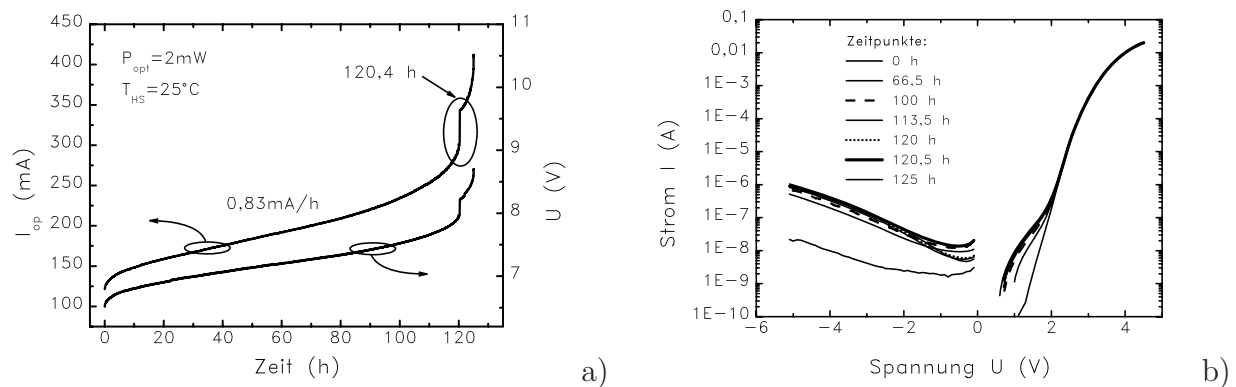


Abbildung 8.21: Alterung eines Lasers auf SiC Substrat bei $P_{\text{opt}} = 2 \text{ mW}$. Der Sprung im Strom- und Spannungsverlauf bei $120,4 \text{ h}$ im linken Bild wird nicht durch einen Nebenschluss verursacht, wie die Kleinstromkennlinien im rechten Bild beweisen.

In den CW-Kennlinien, die während der Alterung aufgenommen wurden, findet sich die Erklärung für die Unstetigkeit der Alterung. In Abbildung 8.22 taucht erstmals zum Zeitpunkt $t = 100 \text{ h}$ ein „Kink“ in der Licht-Strom-Kennlinie auf. Nach 120 h wird die Ausgangsleistung von 2 mW noch vor dem Kink erreicht, nach $120,5 \text{ h}$ erst nach dem Kink. Zum Zeitpunkt $120,4 \text{ h}$ muss der Betriebsstrom den gesamten Kink durchlaufen, bis die 2 mW wieder erreicht werden, was die schlagartige Erhöhung des Betriebsstroms um $36,8 \text{ mA}$ erklärt.

Der hier beobachtete Kink zeichnet sich durch eine Abnahme der optischen Leistung trotz Stromerhöhung aus. Nach Durchschreiten des Minimums steigt die optische Ausgangsleistung mit einer überhöhten Steilheit wieder an. Interessant ist, dass sich das Minimum während der Alterung nicht verschiebt, sondern beim selben Stromwert bleibt. Dadurch wird der Kink aus der Kennlinie „herausgealtert“. Dieses Phänomen kann bei Lasern auf SiC-Substrat häufig beobachtet werden.

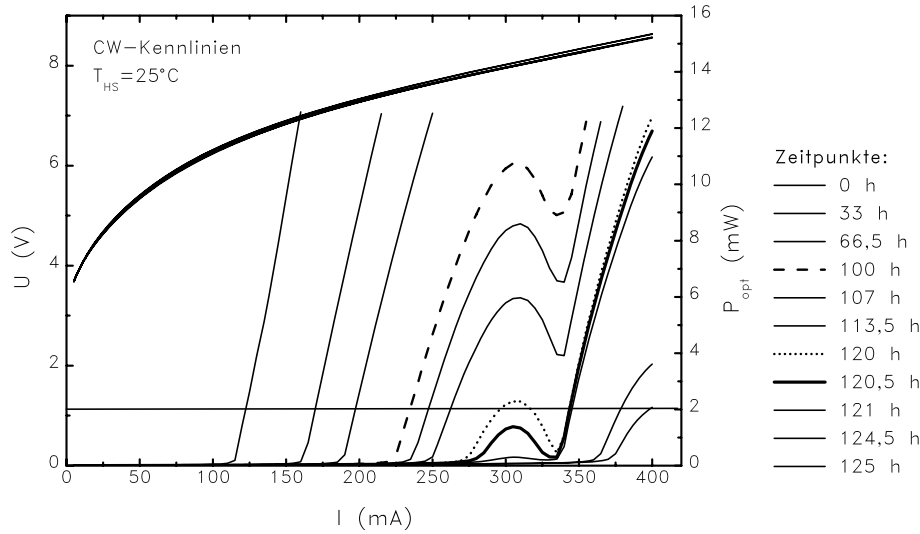


Abbildung 8.22: CW-Kennlinien, die während der Alterung aus Abbildung 8.21 aufgenommen wurden. Der nach 100 h auftauchende Kink ist über 30 mA breit und tritt auch während der fortschreitenden Alterung immer beim gleichen Strom auf. Dieser Kink ist für den Sprung in Strom und Spannung nach 120,4 h Alterung verantwortlich.

Im Bereich des Kinks aus Abbildung 8.22 findet ein Wettbewerb mehrerer Moden statt, die sich gegenseitig die Ladungsträger wegnehmen. Letztendlich setzt sich die Mode durch, die den stärksten Gewinn erfährt.

Einen Hinweis auf die Ursache des Modensprungs liefert die Tatsache, dass der Kink trotz Degradation des Lasers beim selben Stromwert bleibt. Da sich die Strom-Spannungskennlinie mit der Zeit nicht verändert, ist die elektrische Verlustleistung und damit auch die thermische Belastung beim Auftreten des Kinks gleich groß. Die Temperaturerhöhung durch den injizierten Strom führt zu einer Erhöhung des Brechungsindex im Bereich der optischen Mode, was eine Erhöhung von $\Delta \bar{n}_{\text{eff}}$ zur Folge hat. Ab einem kritischen $\Delta \bar{n}_{\text{eff}}$ wird eine transversale Mode höherer Ordnung bevorzugt, die sich schließlich durchsetzt.

8.2.3 Positive Alterung

Hier wird ein Alterungsexperiment diskutiert, bei dem verschiedene Alterungsphänomene auftreten, darunter auch eine Periode mit „positiver Alterung“, in der die Laserschwelle besser wird. Die Alterung der Laserdiode auf GaN-Substrat mit einer Ridgebreite von $2,5 \mu\text{m}$ fand bei einer optischen Ausgangsleistung von 30 mW und einer Temperatur der Wärmesenke von 25°C statt. Die Zwischenmessungen wurden in einem Abstand von 12 Stunden durchgeführt. Bis zur letzten regulären Messung war kein Nebenschluss in der Kleinstromkennlinie feststellbar. Das Online-Monitoring aus Abbildung 8.23 lässt sich im Wesentlichen in vier Abschnitte einteilen. Diese Einteilung trifft auch auf die zeitlichen Entwicklungen der Kenndaten Schwellstrom, Steilheit und U_0 zu, die in Abbildung 8.24 aufgetragen sind.

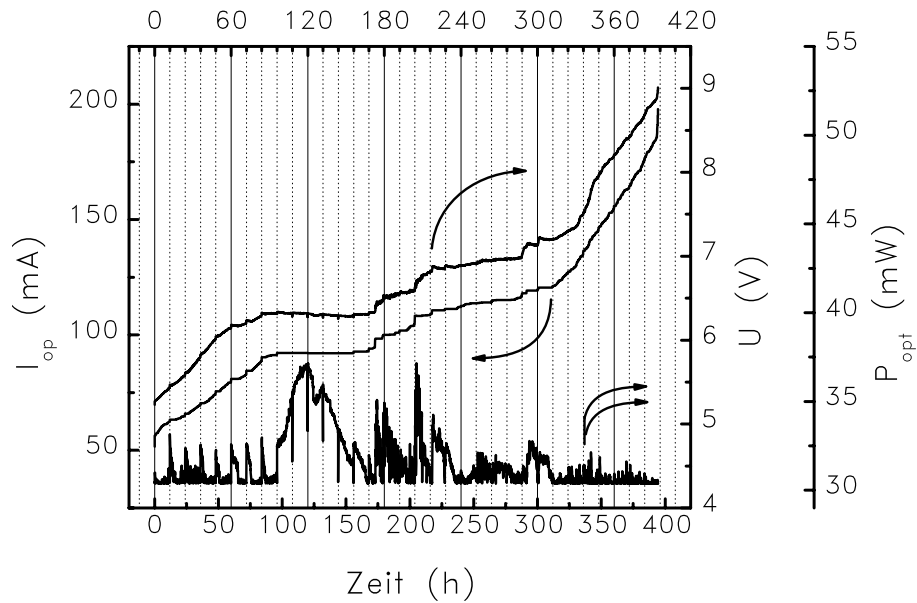


Abbildung 8.23: Online-Daten der Alterung eines $2,5\ \mu\text{m}$ breiten Ridge-lasers auf GaN-Substrat bei 30 mW optischer Ausgangsleistung. Die Zeitpunkte der Zwischenmessungen sind durch die senkrechten Linien markiert, die zur oberen Zeitachse passen.

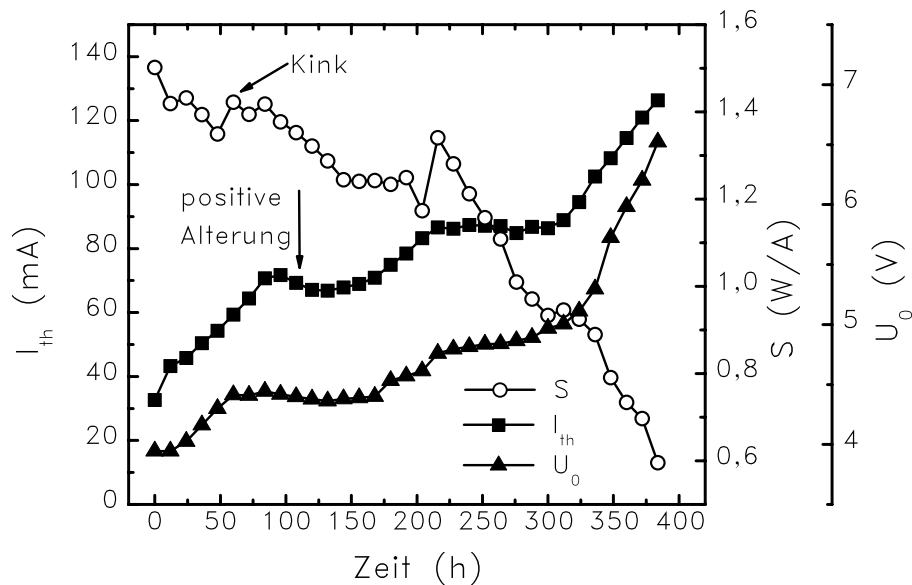


Abbildung 8.24: Aus den Kennlinien ermittelte Kenndaten Schwellstrom I_{th} , Steilheit S und Spannung U_0 . Die Kennlinie bei $t = 60\text{ h}$ wurde zusätzlich von Hand angefitet, da sie einen Kink aufweist. Besonders auffällig ist der nahezu parallele Verlauf von I_{th} und U_0 und deren Übereinstimmung mit den Online-Daten.

1. Eine relativ starke Alterung bis 86 h, bei der sowohl der Betriebsstrom I_{op} als auch die Spannung U stark ansteigen. Die Steilheit bleibt nahezu konstant, die Erhöhung des Betriebsstroms wird hauptsächlich durch die Erhöhung der Laserschwelle verursacht. Es handelt sich also um eine korrelierte Spannungs- und Lichtalterung (siehe Kapitel 7).
2. Ein Bereich bis etwa 170 h mit anfangs positiver Alterung, bei dem Strom und Spannung nahezu konstant bleiben, die optische Ausgangsleistung P_{opt} aber immer größer wird. Aus den Kenndaten ist ersichtlich, dass sich der Schwellstrom zuerst verringert und anschließend langsam ansteigt. Die Steilheit verschlechtert sich dabei nur geringfügig.
3. Moderate Alterung bis etwa 310 h mit einigen Stufen, in denen die Spannung hauptsächlich der Stromerhöhung folgt. Hier findet eine starke Alterung der Steilheit statt, wohingegen die Schwelle nahezu konstant bleibt.
4. Schließlich eine beschleunigte Alterung, wobei auch die Spannung noch einmal stark ansteigt. Es setzt sich die Degradation der Steilheit fort, gleichzeitig altert nun auch die Laserschwelle stark. Es handelt sich also um ein wiederholtes Auftreten der korrelierten Spannungs- und Lichtalterung.

In Abbildung 8.25 sind einige Kennlinien der Zwischenmessungen abgebildet. Im linken Bild ist der Zeitraum der positiven Alterung dargestellt, in denen der Schwellstrom tatsächlich um etwa 5 mA sinkt, ohne dass in der Strom-Spannungs-Kennlinie eine Veränderung auftritt. Die Ursache für die positive Alterung kann mit Hilfe folgender Beobachtungen ermittelt werden:

- in der Kennlinie $t = 60$ h aus Abbildung 8.25 a) tritt ein deutlich sichtbarer Kink auf

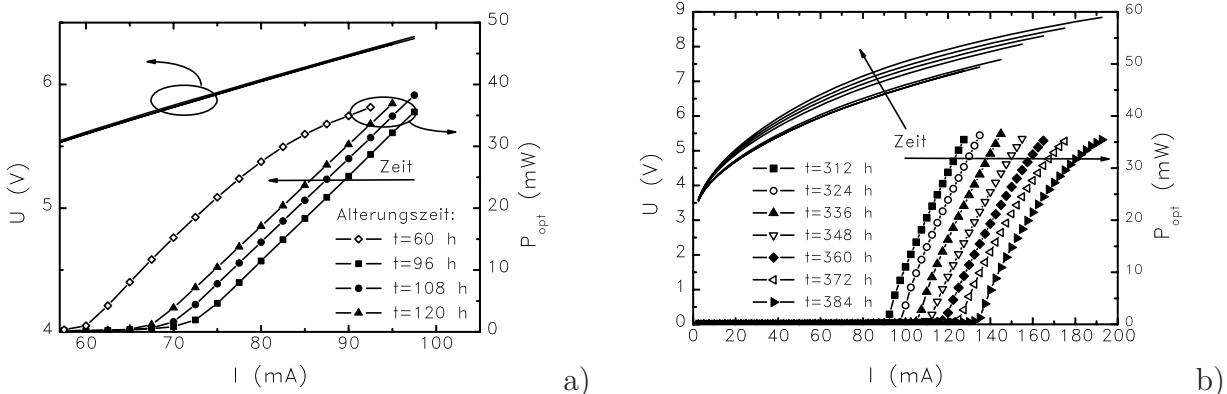


Abbildung 8.25: CW-Kennlinien der Zwischenmessungen. Das linke Bild demonstriert die positive Alterung der Licht-Strom-Kennlinien, ohne dass sich die Strom-Spannungs-Kennlinie ändert. Im rechten Bild sind die letzten sieben Kennlinien der Alterung dargestellt, bei denen eine starke Alterung von Spannung, Schwellstrom und Steilheit sichtbar ist.

- die Kennlinie zu $t = 96$ h ist im Bereich der Laserschwelle verrundet
- in Abbildung 8.24 bilden die ermittelten Laserschwellen für $t = 84$ h und $t = 96$ h ein Maximum im zeitlichen Verlauf

Diese Beobachtungen lassen den Schluss zu, dass sich die Laserschwelle ab etwa 60 h aufgrund konkurrierender Moden im Resonator stärker erhöht, als es aufgrund der Degradation der Quantenfilme zu erwarten ist. So ist der Verringerung des Schwellstroms ab 108 h eine übergroße Erhöhung vorausgegangen, die durch die optischen Bedingungen im Resonator hervorgerufen wurde. Ab etwa 120 h klingen die Auswirkungen der Störung im Resonator langsam ab, was die beobachtete Senkung der Laserschwelle bewirkt. Dies führt, bei konstantem Betriebsstrom, zu einem Anstieg der optischen Ausgangsleistung.

Abbildung 8.25 b) zeigt die letzten sieben Kennlinien der Alterung. Deutlich zu sehen ist der Anstieg in den Strom-Spannungs-Kennlinien, was in Abbildung 8.24 als steigendes U_0 dargestellt ist. Gleichzeitig vergrößert sich der Schwellstrom kontinuierlich, während sich die Laserkennlinie immer weiter krümmt und sich somit die Steilheit verringert. Die korrelierte Spannungs- und Lichtalterung kann also auch nach einer Betriebsdauer von über 300 h noch einmal auftreten, was durch die in Kapitel 7 ermittelte, sehr hohen Aktivierungsenergie erklärt werden kann.

8.2.4 Laserspektren während der Alterung

Bei dem hier besprochenen Alterungsexperiment treten unstetige Stellen im Alterungsverlauf auf, wobei sich der entsprechende Kink in der Licht-Strom-Kennlinie anders verhält als der im Abschnitt 8.2.2. Um die Ursache des Kinks herauszufinden, wird auch das Verhalten des Laserspektrums während der Alterung betrachtet.

Untersucht wird ein $2,5\text{ }\mu\text{m}$ breiter Ridgelasers auf GaN-Substrat, der bei $T_{\text{HS}} = 25^\circ\text{C}$ und einer konstanten optischen Ausgangsleistung von $P_{\text{opt,soll}} = 30\text{ mW}$ mit dem Regelfenster $29,4\text{ mW} < P_{\text{opt,soll}} < 36\text{ mW}$ betrieben wird. In regelmäßigen Abständen wird die Alterung für Zwischenmessungen unterbrochen, wobei entsprechend der in Abschnitt 5.2.3 eingeführten Methode zusätzlich auch die Laserspektren erfasst werden. Die so gesammelten Informationen, die den Zustand des Lasers zu bestimmten Zeitpunkten beschreiben, werden nun diskutiert.

Online-Daten

Abbildung 8.26 zeigt die Online-Daten der Alterung, wobei die oberste Kurve die Betriebsspannung, die mittlere Kurve den Betriebsstrom und die untere Kurve die optische Ausgangsleistung P_{opt} repräsentiert.

Auffällig sind die beiden Stellen bei $t = 3$ h und $t = 80$ h, in denen P_{opt} innerhalb weniger Minuten stark ansteigt und anschließend langsam auf $P_{\text{opt,soll}}$ abfällt. Beim ersten Sägezahn steigt die optische Ausgangsleistung des Lasers bis an die obere Grenze des Regelfensters,

was eine Reduzierung des Betriebsstroms zur Folge hat. Anschließend bleibt der Strom über mehrere Stunden konstant, bis die Ausgangsleistung auf die untere Grenze des Regelfensters abgefallen ist. Die Zwischenmessungen wurden bei diesem Alterungsexperiment stündlich durchgeführt, was einen zeitnahen Vergleich der Online-Daten mit den Laserkennlinien ermöglicht. Die Kammstruktur in der Spannung und der optischen Ausgangsleistung ist durch die Zwischenmessungen bedingt, da sich das Bauelement nach Wiederaufnahme der Alterung zunächst thermisch einschwingt.

Zwischenmessungen

Abbildung 8.27 zeigt eine Falschfarbendarstellung der Laserspektren, die während der Alterung bei einer optischen Ausgangsleistung von $P_{\text{opt}} \approx 30 \text{ mW}$ aufgenommen wurden. Jedes Spektrum wurde dazu auf die Amplitude normiert und die resultierenden Intensitäten entsprechend der abgebildeten Farbskala kodiert. Spektrale Bereiche hoher Intensität sind hell kodiert, niedrige Intensitäten sind dunkel und Intensitäten $< 1\%$ der Maximalintensität sind weiß. Auffällig sind die Sprünge im Verlauf der Wellenlänge bei etwa 3 und 80 Stunden, die zeitlich mit den starken Anstiegen der optischen Ausgangsleistung aus Abbildung 8.26 zusammenfallen.

Die Kenngrößen aus den Licht-Strom-Kennlinien sind in Abbildung 8.28 abgebildet. Die oben beschriebenen Sprünge in den Online-Daten und der Laserwellenlänge sind bei Schwelle und Steilheit nur zum Zeitpunkt $t = 80 \text{ h}$ sichtbar. Weiterhin weist die Kurve des Schwellstroms einen sehr ähnlichen Verlauf wie die Kurve des Betriebsstroms aus Abbildung 8.26 auf: den starken Anstieg zwischen 20 h und 40 h, dem flacheren Teilstück bis 110 h und dem anschließenden starken Anstieg bis zum Ende des Lebensdauertestes.

Trotz der steigenden Verlustleistung und der damit steigenden Bauteiltemperatur zwischen 20 h und 40 h zeigt sich keine Rot-, sondern eine Blauverschiebung der Wellenlänge über einen Zeitraum von 6 h bis 40 h. Zu einer Blauverschiebung der Wellenlänge kann es kommen, wenn sich das Gewinnspektrum in Richtung höherer Energie verschiebt. Breiten sich immer die longitudinalen Moden aus, die sich im Gewinnmaximum befinden, folgt die Laserwellenlänge dem Gewinnmaximum. Effekte, die zu einer Blauverschiebung des Gewinnspektrums führen können sind z.B. Bandauffüllung oder das Abschirmen der Piezofelder im Quantenfilm. In beiden Fällen ist eine Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration nötig, die aber im Bereich von 6 h bis 20 h nicht auftritt, da der Betriebsstrom konstant ist.

Da eine Änderung des Gewinnspektrums ausgeschlossen werden kann, muss sich das dominierende longitudinale Modenpaket aus dem Gewinnmaximum entfernen. Gründe hierfür können räumlich inhomogene Gewinnspektren sein, die zu einer Verschiebung des über einen Resonatorumlauf gemittelten Gewinnmaximums führen, was in diesem Beispiel zu einer kontinuierlichen Blauverschiebung führt. Die genaue Ursache konnte aber im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden.

Die Rotverschiebung der Peakwellenlänge von $t = 110 \text{ h}$ bis zum Ende der Alterung beträgt $\Delta\lambda = 1,5 \text{ nm}$, während die elektrische Verlustleistung um $\Delta P_{\text{el}} = 1,1 \text{ W}$ ansteigt. Nimmt man als alleinige Ursache für die Rotverschiebung eine Temperaturabhängigkeit

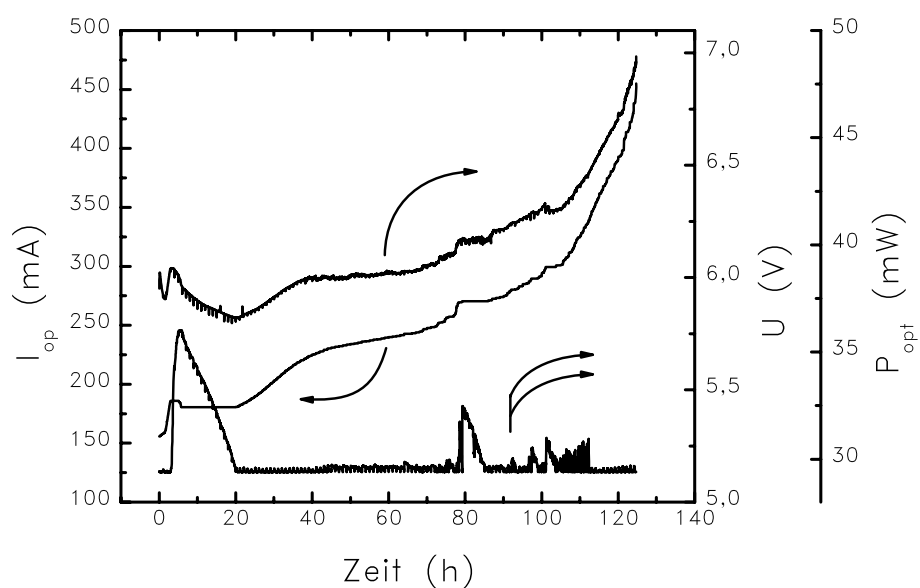


Abbildung 8.26: Online-Daten eines $2,5\,\mu\text{m}$ breiten Ridgelasers auf GaN-Substrat mit stündlicher Zwischenmessung. Zu Untersuchen sind z.B. die beiden sägezahnartigen Anstiege der optischen Ausgangsleistung bei $t = 3\,\text{h}$ und $t = 80\,\text{h}$.

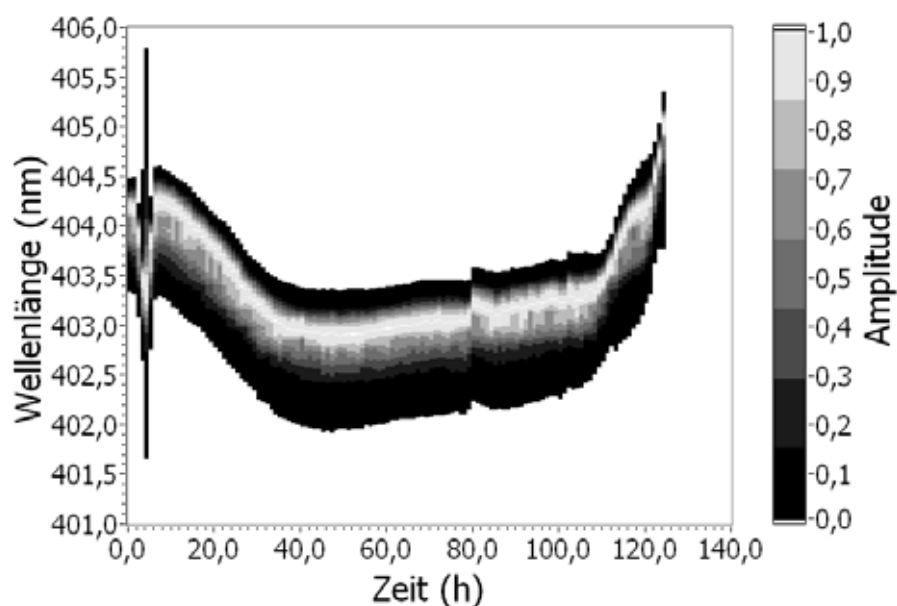


Abbildung 8.27: Falschfarbendarstellung der Laserspektren während der Alterung. Diese Auftragung enthält Information über Position und Breite der spektralen Intensitätsverteilung der Laseremission zu jedem Zeitpunkt der Alterung.

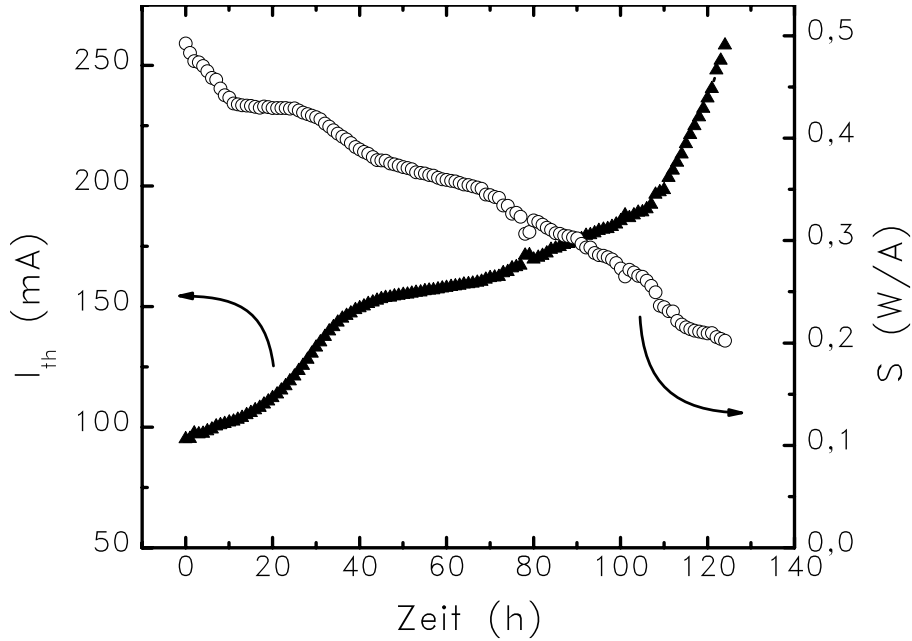


Abbildung 8.28: Kennzahlen der Licht-Strom-Kennlinien. Schwellstrom und Steilheit zeigen eine kleine Störung bei etwa 80 Stunden, genau so wie die optische Ausgangsleistung in Abbildung 8.26. Auch das Abknicken der Steigungen findet sowohl in den Online-Daten als auch in den Kennzahlen zu den gleichen Zeitpunkten statt.

der Wellenlänge von $\Delta\lambda/\Delta T = 0,052 \text{ nm/K}$ [103] an, so ergibt sich in dieser Zeit eine Temperaturerhöhung von $\Delta T = 28,8 \text{ K}$. Daraus lässt sich der thermische Widerstand der montierten Laserdiode zu $R_{\text{th}} = \frac{\Delta T}{\Delta P_{\text{el}}} = 26,2 \text{ K/W}$ errechnen.

Dieser Wert ist etwas niedriger als der von C. Eichler berechnete Wert von $R_{\text{th}} = 30 \text{ K/W}$, der aus Abbildung 4.3 b) für einen p-side-up montierten Laser mit GaN-Substrat auf einem Wärmespreizer aus Diamant abgelesen werden kann. Da während der Alterung im Bereich ab $t = 110 \text{ h}$ der Strom stark ansteigt, ist der Effekt der Bandauffüllung zu beachten. Dieser reduziert die effektive Rotverschiebung der Wellenlänge, was zu einer Unterschätzung des gemessenen thermischen Widerstands führt. Man kann also davon ausgehen, dass die Rotverschiebung der Wellenlänge ab 110 h thermisch dominiert ist, was aufgrund einer Verlustleistung von über 2 W und der sich daraus ergebenden Temperatur der aktiven Zone von über 75°C auch zu erwarten ist.

Analyse der Modensprünge

Nachdem im letzten Abschnitt die kontinuierliche Veränderung der Laserwellenlänge untersucht wurde, geht es in diesem Abschnitt um die ersten 10 Stunden der Alterung. In diesem Zeitabschnitt steigt die optische Ausgangsleistung plötzlich an, wobei sich das Emissionsspektrum stark verändert (Abbildungen 8.26 und 8.27).

In Abbildung 8.29 sind die Licht-Strom-Kennlinien und die dazugehörigen Spektren bei $P_{\text{opt}} \approx 30 \text{ mW}$ zu 8 Zeitpunkten dargestellt. Die Achsen aller Diagramme sind gleich ska-

liert. In der normierten, linearen Darstellung des Spektrums ist als Orientierungshilfe eine gestrichelte Linie bei 403,5 nm eingezeichnet. Die Hilfslinien in den Licht-Strom-Kennlinien markieren den Betriebsstrom, der zum jeweiligen Zeitpunkt für die geforderte optische Ausgangsleistung von 30 mW notwendig ist.

Im Arbeitspunkt des Lasers schwingen immer mehrere Moden an, da selbst im Spektrum von 8.29 a) zwei Peaks zu sehen sind. Trotz des Doppelpeaks im Spektrum ist kein Kink in den Laserkennlinien aus Abbildung 8.29 a) und b) zu sehen. Bei $t = 2$ h tritt erstmals ein Kink auf, was eine Erhöhung des Betriebsstroms um 10 mA zur Folge hat und mit einer deutlichen Veränderung im Spektrum verbunden ist. Kink und Spektrum ändern sich innerhalb der nächsten Stunde so stark, dass der Betriebsstrom noch einmal um über 10 mA ansteigt. Bei $t = 4$ h ist die Peakwellenlänge am kleinsten und das Spektrum am breitesten. Der Kink ist nur noch als Knick in der Steilheit sichtbar, der sich sukzessive zu höheren Strömen bzw. optischen Leistungen verschiebt und schließlich verschwindet, wie in den Diagrammen 8.29 c) bis f) dargestellt ist. Die Form und die Lage der Spektren ähneln nach dem Auftreten des Kinks wieder den Spektren zu Beginn der Alterung. Anhand der eingezeichneten Hilfslinien ist ersichtlich, dass der Betriebsstrom der Alterung ab etwa $t = 4$ h reduziert werden kann. Dies geschieht aufgrund der eingestellten Regelparameter nur ansatzweise. Stattdessen steigt die Ausgangsleistung bei konstantem Betriebsstrom stark an, wie in Abbildung 8.26 zu sehen ist.

Der bei diesem Laser aufgetretene Kink führt also, wenn er sich unterhalb der geforderten optischen Ausgangsleistung befindet, zu einem stark erhöhten Betriebsstrom. Im Gegensatz zum Kink aus Abschnitt 8.2.2 bleibt dieser Kink nicht bei einem konstanten Strom stehen, sondern schiebt mit der Zeit zu höheren Strömen bzw. optischen Leistungen. Dies führt während der Alterung zu einem starken Anstieg der optischen Ausgangsleistung. Erst bei Erreichen der oberen Regelgrenze wird der Betriebsstrom reduziert.

Die stark schwankende Betriebsspannung innerhalb der ersten 10 Stunden der Alterung ist ein Indiz für einen instabilen, partiell degradierenden p-Kontakt (siehe Kapitel 7). Dies führt zu einer inhomogenen Strominjektion, und damit zu einer inhomogenen Verteilung der Ladungsträgerdichte. Daraus resultieren lokal fluktuierende Gewinnspektren, die einerseits eine Selektion von bestimmten longitudinalen Moden bewirken, andererseits aber auch die Ausbildung von Filamenten begünstigen.

Das Verhalten des Lasers bei $t = 80$ h kann mit dem Modell der positiven Alterung aus dem vorhergehenden Abschnitt erklärt werden. In Abbildung 8.28 zeigen zwei Kennlinien eine erhöhte Schwelle und eine verringerte Steilheit. Gleichzeitig ist in Abbildung 8.27 ein Sprung in der Falschfarbendarstellung der Laserspektren zu sehen. Die kurzzeitige Verschlechterung von Schwelle und Steilheit ist also auf den Zustand der optischen Moden in einem gestörten Resonator zurückzuführen. Das Verschwinden dieser Störungen führt zu einer Normalisierung des Laserspektrums und zu einer Verbesserung von Schwelle und Steilheit. Aufgrund der eingestellten Regelparameter hat dies eine Erhöhung der optischen Ausgangsleistung zur Folge (Abbildung 8.26).

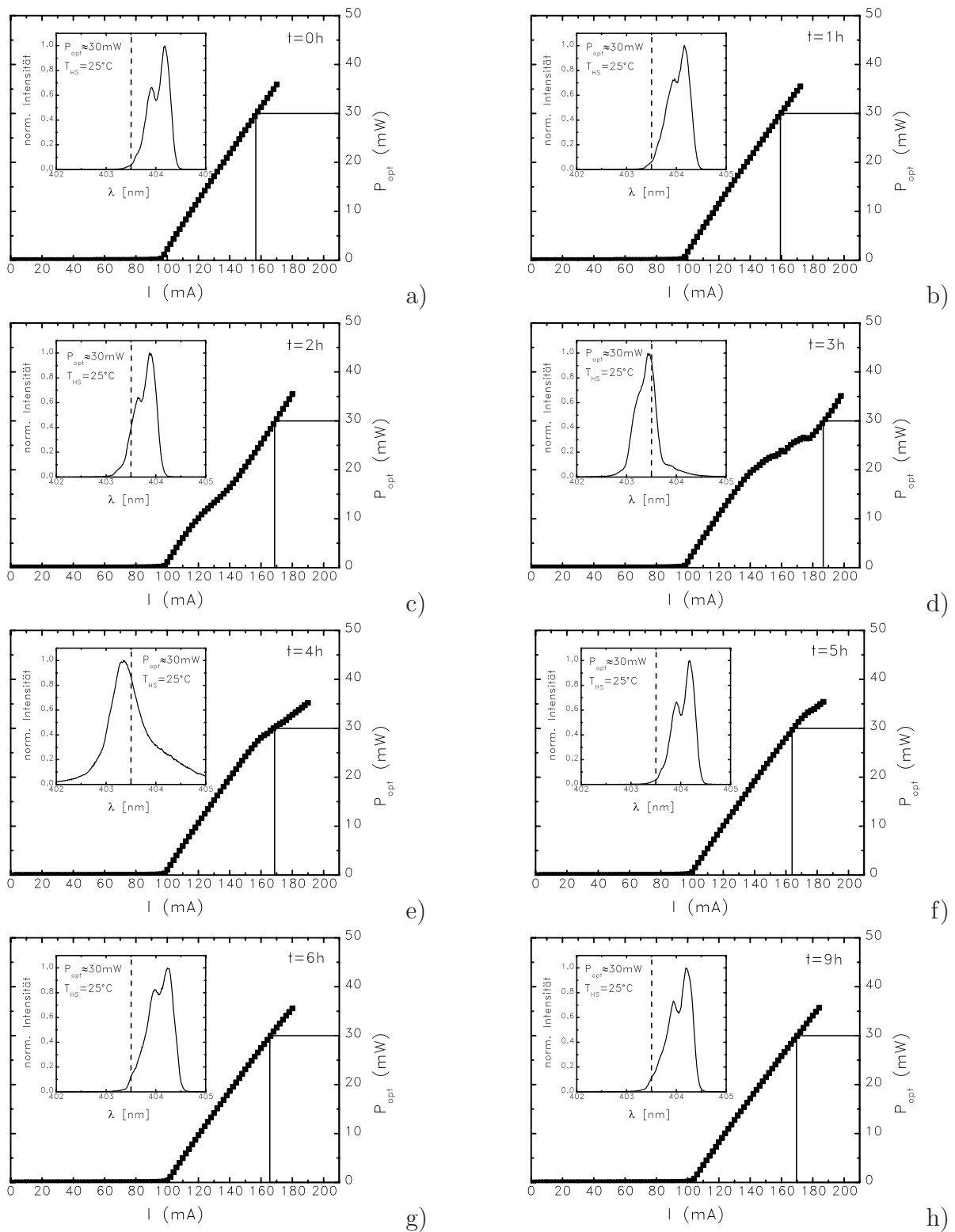


Abbildung 8.29: Licht-Strom-Kennlinien und Spektren bei einer optischen Ausgangsleistung von etwa 30 mW, die als Zwischenmessungen während der Alterung aufgenommen wurden. Der Kink in der Kennlinie fällt mit deutlichen Veränderungen in Form und Lage des Laserspektrums zusammen. Der Kink bzw. das Verschwinden des Kinks aus der Kennlinie führt zu den Peaks in den Abbildungen 8.26 und 8.27.

Zusammenfassung Einfluss optischer Moden

Während eines Alterungsexperiments kann sich das Modenverhalten eines Lasers auf vielfache Weise ändern:

- Eine Erhöhung des Betriebsstroms führt im Bereich des Strompfads zu einer Temperaturerhöhung und damit zu einer Änderung von $\Delta\bar{n}_{\text{eff}}$, wodurch sich ein transversaler Modensprung ereignen kann. Dies hat eine Unstetigkeitsstelle im Alterungsverlauf zur Folge.
- Ein Wettbewerb mehrerer optischer Moden, hervorgerufen durch Störungen im optischen Resonator, kann die Schwelle des Lasers negativ beeinflussen. So erscheint die Alterung stärker, als es der Degradation des Lasers entspricht. Verschwindet die Störung im Resonator wieder, dann sinkt die Laserschwelle, was als positive Alterung interpretiert werden kann.
- Eine inhomogene Stromeinprägung, beispielsweise durch einen inhomogen degradierenden p-Kontakt, kann zu longitudinalen Modensprüngen und zur Ausbildung von Filamenten führen. Dies ist in den Licht-Strom-Kennlinien als Kink zu sehen, was sich während der Alterung direkt auf den Betriebsstrom oder auf die optische Ausgangsleistung auswirkt.

Der Verlauf des Betriebsstroms spiegelt also nicht nur die Alterung der Quantenfilme wieder, sondern ist von Änderungen im optischen Resonator überlagert. Eine Aussage über die Qualität der aktiven Zone ist in solchen Fällen nur eingeschränkt möglich.

Störungen im Resonator, die Einfluss auf die Licht-Strom-Kennlinie nehmen können, werden durch eine inhomogen verteilte Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone verursacht. Eine Voraussetzung für ein stabiles Alterungsverhalten der Laserdioden ist daher eine über die Resonatorlänge homogene Stromeinprägung.

8.3 Ausfall der Laser bei hoher Ausgangsleistung

Für Anwendungen wie Projektion, industrielle Druckverfahren oder Allgemeinbeleuchtung wird neben einer hohen Lebensdauer auch eine hohe optische Ausgangsleistung von mehreren 100 mW gefordert. Von GaAs-basierenden Lasern ist bekannt, dass eine hohe optische Leistung die Facetten zerstören kann (COD, catastrophic optical damage) [82].

Die Oberflächenzustände einer Facette absorbieren teilweise das Laserlicht und generieren dadurch Ladungsträger, die nichtstrahlend rekombinieren und dabei Wärme erzeugen. Dadurch verringert sich die Bandlücke im Bereich der Facette, was eine weitere Erhöhung der Absorption und damit der Temperatur an der Facette zur Folge hat. Zudem kann eine erhöhte Temperatur zur Oxidation der Facetten führen, was die Absorption weiter verstärkt. Dies ist besonders bei GaAs-basierten Laserdioden problematisch, da sich durch die nichtstrahlende Rekombination auch verstärkt neue Defekte bilden (NR-REDG,

nonradiative-recombination enhanced defect generation), was schließlich zu irreversiblen Schäden an der Facette führen kann. Aus diesem Grund wird bei Hochleistungs-Laserdioden versucht, die optische Belastung der Facette so niedrig wie möglich zu halten. Dies gelingt in vertikaler Richtung durch Verwendung von LOC-Strukturen (large optical cavity), die sich durch einen sehr dicken Wellenleiter auszeichnen. In lateraler Richtung kann die maximale Ausgangsleistung durch die Breite des gepumpten Bereiches skaliert werden.

Das Thema COD wird nun für InGaN-basierende Laserdioden untersucht. Da standardmäßig Ridgebreiten von $1,5\,\mu\text{m}$ bis $20\,\mu\text{m}$ hergestellt werden, stehen auch einige breitere Strukturen zur Verfügung, die für das Erzielen hoher Ausgangsleistungen geeignet sind. Die hier untersuchten Laser auf GaN-Substrat besitzen eine hochreflektierende Verspiegelung auf der Rückseite und eine Reflektivität von 17 % an der Auskoppelfacette. Alle Laserdioden wurden p-side-down auf einen Wärmespreizer aus Diamant montiert.

8.3.1 COD im gepulsten Betrieb

In Abbildung 8.30 sind gepulste Licht-Strom-Kennlinien bis zur jeweiligen Zerstörschwelle für drei verschiedene Ridgebreiten aufgetragen. Bei einer Pulslänge von 500 ns und einem Tastverhältnis von 0,5 % beträgt die maximale optische Ausgangsleistung $P_{\text{opt,max}} = 2,34\,\text{W}$. Bezogen auf die Ridgebreite erhält man für alle Größen die selbe lineare Leistungsdichte von $0,12\,\text{W}/\mu\text{m}$.

Schätzt man die Fläche der optischen Leistung an der Facette über die Wellenleiterdicke und der Ridgebreite ab, ergibt sich die optische Zerstörschwelle COD zu $51 \pm 2\,\text{MW}/\text{cm}^2$.

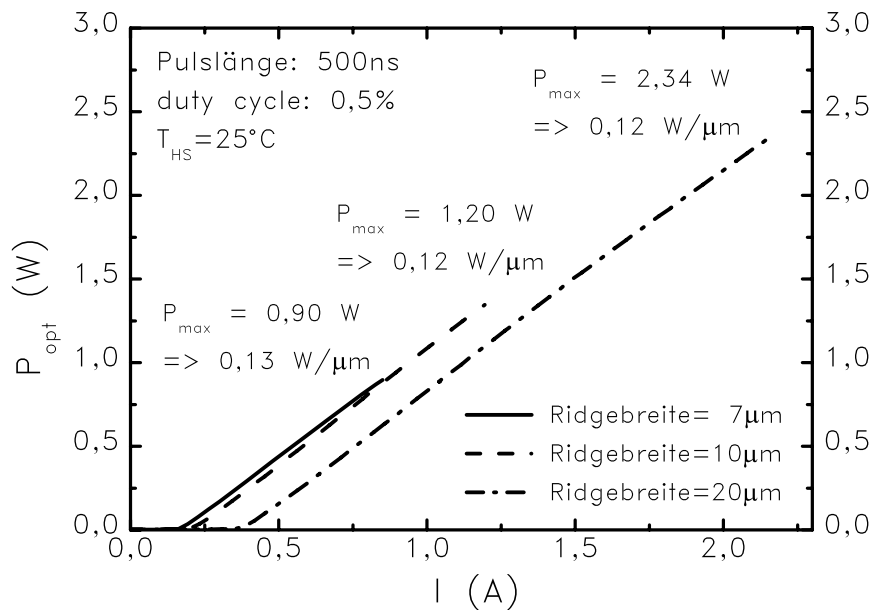


Abbildung 8.30: Gepulste Messungen bis zur Zerstörung der Laserdioden. Die optische Zerstörschwelle COD beträgt, unabhängig von der Ridgebreite, $51 \pm 2\,\text{MW}/\text{cm}^2$.

In dem ≈ 240 nm dicken Wellenleiter werden nach Wellenleiter-Simulationen etwa 70 % der optischen Intensität geführt.

In Abbildung 8.31 ist die Facette des $10\text{ }\mu\text{m}$ breiten Ridgelasers nach Überschreitung seiner maximalen Ausgangsleistung zu sehen. Die REM-Aufnahme zeigt ein kleines Loch im Bereich der Rippe, aus dem Material von Epitaxie und Substrat herausgesprengt wurde. Die Tatsache, dass die Schädigung der Facette nur in einem kleinen Teil der Facette und zudem nicht mittig auftritt lässt darauf schließen, dass ein Filament den Spiegel zerstört hat.

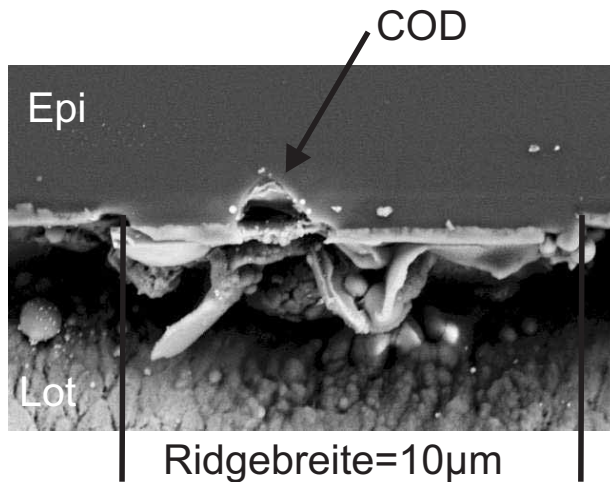


Abbildung 8.31: REM-Aufnahme der Facette nach dem COD. Man erkennt ein Loch, aus dem ein Filament Epitaxie- und Substrat-Material herausgesprengt hat.

In Abbildung 8.32 ist die Licht-Strom-Kennlinie eines Lasers mit $20\text{ }\mu\text{m}$ Ridgebreite abgebildet, allerdings wurde die Pulslänge auf 200 ns reduziert. Dies führt zu einer gesteigerten optischen Ausgangsleistung von $P_{\text{opt,max}} = 3,42\text{ W}$ aus einer Facette. Der COD tritt durch die verkürzte Pulslänge erst bei 71 MW/cm^2 auf.

Durch Analysen an der Universität Ulm [170] und der Universität Regensburg [165] über das zeitliche Verhalten des Nahfeldes, des Fernfeldes und der Wellenlänge innerhalb eines Pulses ist bekannt, dass sich Filamente formieren können. Diese lokalen Bereiche mit

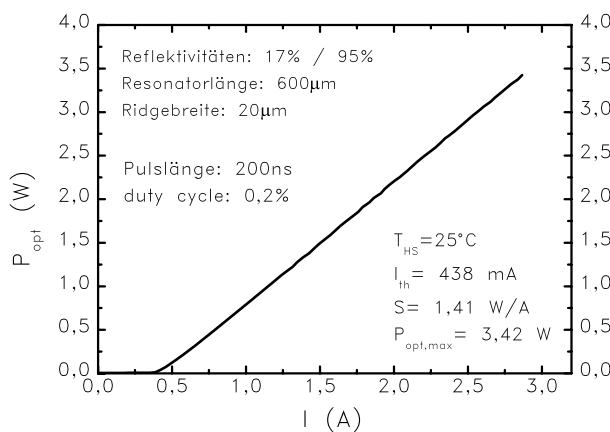


Abbildung 8.32: Durch die Reduzierung der Pulslänge von 500 ns auf 200 ns erhöht sich der COD auf 71 MW/cm^2 . Es wurde eine maximale optische Ausgangsleistung von $3,42\text{ W}$ aus einer Facette erzielt.

erhöhter optischer Leistungsdichte bilden sich, abhängig von der Temperatur und der injizierten Ladungsträgerdichte, nach einer gewissen Zeit aus. Daher wird die zerstörerische Peakleistung bei kürzeren Pulsen erst bei höheren Strömen überschritten.

Die Neigung zur Filamentbildung wird durch die Höhe des Antiguiding-Faktors ausgedrückt. Dieser wird von W. W. Chow bei InGaN-Lasern mit einer QW-Breite von 2 nm zu einem Wert > 6 berechnet, was etwa 3 mal größer als bei infraroten Laserdioden ist [168]. Messungen der Universität Regensburg bestätigen diese hohen Werte für den Antiguiding-Faktor an InGaN-Laserdioden, so dass es auch bei schmalen Ridgebreiten zur Ausbildung von Filamenten kommen kann [52]. Eine Reduzierung des Antiguiding-Faktors kann laut Chow durch Verwendung dickerer Quantenfilme erreicht werden. Auch eine Verringerung der Facetten-Reflektivitäten reduziert die Neigung zur Filamentbildung.

Die demonstrierten COD-Level sind deutlich höher als bei infraroten AlGaAs-Lasern, bei denen die Werte, je nach Pulsbedingungen, im Bereich 1–15 MW/cm² liegen [82]. Die hohen Werte bei InGaN-Laserdioden werden z.B. von Ikeda et al. bestätigt, die bei ihren 1,4 µm schmalen Ridgelaserdioden den COD-Level im CW-Betrieb zu 57 MW/cm² bestimmt haben [105]. Für die Berechnung der Leistungsdichte wurde dort in vertikaler Richtung eine FWHM der optischen Intensität von ≈ 250 nm herangezogen. Ein Grund für die hohe optische Stabilität der InGaN-Laser ist, dass der Mechanismus NR-REDG vernachlässigbar ist [139, 140]. Darüber hinaus weist GaN aufgrund der besonderen Eigenschaften der Nitride wie z.B. der hohen Bindungsenergie (siehe Abschnitt 2.1) eine insgesamt höhere Stabilität auf als z.B. GaAs.

Die höchste mir bekannte Ausgangsleistung für InGaN-Laser im gepulsten Betrieb wird von Prystawko et al. berichtet [113]. Sie erreichten 1,9 W bei einem Strom von 10,5 A mit einem 15 µm breiten und 500 µm langen Ridgelaser. Dieser war nicht verspiegelt und emittierte die Leistung aus beiden Facetten. Die Pulslänge betrug lediglich 30 ns bei einem Tastverhältnis von 0,3 %. Die optische Leistungsdichte an den Spiegeln wird mit 40 MW/cm² angegeben, wobei noch kein COD aufgetreten ist. Die hier demonstrierte maximale optischen Ausgangsleistung von $P_{\text{opt,max}} = 3,42$ W aus einer Facette übertrifft alle bisher veröffentlichten Werte.

8.3.2 Ausfall durch CW-Betrieb

Abbildung 8.33 zeigt die Strom-Spannungs- und die Strom-Licht-Kennlinien im CW-Betrieb eines 10 µm breiten Ridgelasers auf GaN-Substrat bis zu seiner maximalen optischen Ausgangsleistung von $P_{\text{opt,max}} = 1,1$ W. Dieser Wert übertrifft auch die von Goto et al. in [172] berichteten 0,94 W, die ihre höchste optische Ausgangsleistung bei gleicher Ridgebreite erreichten.

Die Kennlinien in Abbildung 8.33 können z.B. durch das Auftreten eines CODs erklärt werden. Der plötzliche Abfall der optischen Ausgangsleistung erhöht die Verlustleistung im Laser, was aufgrund der resultierenden Temperaturerhöhung zu einer Absenkung der Betriebsspannung führt. Allerdings konnte an der Ausgangsfacette keine Schädigung festgestellt werden, was gegen einen COD an der Facette spricht.

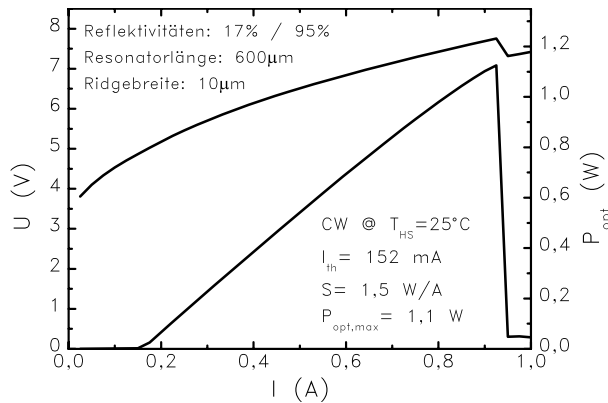


Abbildung 8.33: CW-Kennlinie eines Lasers auf GaN-Substrat mit einer Ridgebreite von $10\,\mu\text{m}$ und einer Reflektivität der Auskoppelfacetten von 17%. Der p-side-down auf einen Diamant-Wärmespreizer montierte Laser erreicht eine optische Ausgangsleistung von $P_{\text{opt,max}} = 1,1\,\text{W}$ aus einer Facette.

Der Laser weist, wie in Abbildung 8.34 zu sehen, nach der Messung bis 1 A einen starken Ohm'schen Nebenschluss auf, der den Spannungsabfall ebenfalls erklärt. Zum Zeitpunkt der höchsten optischen Ausgangsleistung wird der Laser mit einer elektrischen Leistung von 7,2 W betrieben, was abzüglich der optischen Ausgangsleistung von 1,1 W eine Verlustleistung von 6,1 W bedeutet. Aus Abbildung 4.3 liest man für diese Laserdiode $R_{\text{th}} = 14\,\text{K/W}$ ab, was zu $T_{\text{J}} = 110^\circ\text{C}$ führt. Durch eine inhomogenen Stromeinprägung kann die Temperatur an einzelnen Stellen noch viel höher steigen, was zu einer lokalen Aufschmelzung der Quantenfilme innerhalb des Resonators führen kann. Da sowohl Gallium als auch Indium elektrisch leitende Metalle sind, hat dies die Bildung eines Kurzschlusses und der Ausfall des Bauteils zur Folge, was in Abschnitt 8.1.3 gezeigt wurde.

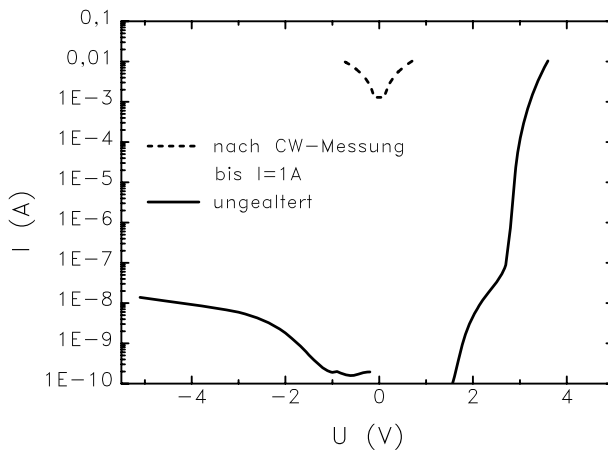


Abbildung 8.34: Nach dem Erreichen der maximalen Ausgangsleistung von 1,1 W hat der Laser einen starken, Ohm'schen Nebenschluss.

Zu einer ähnlichen Schlussfolgerung kommen Cohen et al. in [173], die einen COD durch optisches Pumpen von GaInN-GaN MQWs herbeigeführt haben. Die optische Anregung erfolgte in der Form eines Streifens, innerhalb dem es zu stimulierter Emission kommt. Die erzeugten tropfen- und streifenförmige Defekte werden Indium und Gallium zugeordnet, die sich aus der Entmischung von GaN oder GaInN gebildet haben. Als Erklärung für das Erreichen der dafür notwendigen lokalen Erwärmung werden NRZ herangezogen, die Ladungsträger innerhalb ihrer Diffusionslänge abräumen. Diese Stellen absorbieren das an anderer Stelle erzeugte stimulierte Licht und heizen sich so weiter auf.

In diesem Abschnitt wurden Ausfallmechanismen von InGaN-Laserdioden bei hoher Ausgangsleistung untersucht. Im gepulsten Betrieb begrenzt die Stabilität der Facette die maximale optische Ausgangsleistung. Bei einer Pulslänge von 200 ns konnte $P_{\text{opt,max}} = 3,42 \text{ W}$ aus einer Facette demonstriert werden, was einem COD von 71 MW/cm^2 entspricht. Im CW-Betrieb wurde $P_{\text{opt,max}} = 1,1 \text{ W}$ aus einer Facette erreicht. Nach dem Einbruch der Ausgangsleistung weist der Laser einen Kurzschluss auf, der ähnlich wie in Abschnitt 8.1.3 durch eine lokale Aufschmelzung der epitaktischen Schichten entstanden sein kann. Ursache hierfür ist zum einen die hohe elektrische Verlustleistung, die zu einer hohen Temperatur in der aktiven Zone führt. Zum anderen spielt die hohe optische Leistung im Resonator eine Rolle, die durch optische Streuzentren eine weitere Erhöhung der Temperatur bewirkt. Die hohe optische Stabilität von InGaN-Laserdioden liegt in der hohen thermischen, elektrischen und mechanischen Stabilität der Nitride begründet.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, das Degradationsverhalten von (Al/In)GaN-basierenden Laserdioden zu verstehen und zu verbessern. Dazu standen Laserdioden der Firma OSRAM Opto Semiconductors GmbH zur Verfügung, die im blau-violetten Spektralbereich um 405 nm emittieren.

Als Ursache für die Alterung konnten 3 Mechanismen identifiziert werden:

1. Gitterstörungen und Punktdefekte in der aktiven Zone, die durch den Betrieb des Lasers zu elektrisch aktiven nichtstrahlenden Rekombinationszentren (NRZ) aktiviert werden. Dieser Mechanismus bestimmt in erster Linie die Stärke der Anfangsalterung.
2. Diffusion von Fremdatomen in die aktive Zone, die dort als NRZ wirken. Dieser Prozess läuft langsam aber kontinuierlich ab und beeinflusst daher die Degradationsrate über die gesamte Lebensdauer der Laserdioden.
3. Die Degradation des Halbleiter-Metall-Kontakts auf der p-Seite bewirkt sowohl eine Erhöhung der Betriebsspannung als auch eine Lichtalterung.

Die Anfangsalterung, die von der Qualität der aktiven Zone abhängt, wurde mit Hilfe von Testlaserstrukturen auf SiC-Substrat untersucht, die im Barrenverbund elektrisch betrieben werden. Der Einbau von Indium unter hohen Wachstumstemperaturen ist zwar schwierig, führt aber zu einer geringeren Alterungsrate. Durch den Einbau einer in-situ SiN-Schicht in der n-Mantelschicht wird der Spannungshaushalt der aktiven Zone positiv beeinflusst, was zu einer Verbesserung von Laserschwelle, Steilheit und Anfangsalterung führt. Dabei verkleinert sich auch die Degradationsrate, was zu einer Verbesserung der Lebensdauer führt.

Der Lebensdauer-Rekord von blau-violetten Laserdioden auf SiC-Substrat betrug zu Beginn dieser Arbeit 143 h bei einer optischen Ausgangsleistung von $P_{\text{opt}} = 1 \text{ mW}$ [110] bzw. 54 h bei $P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$ [89]. Montierte Laserdioden mit den eben genannten Optimierungen der aktiven Zone erreichten Lebensdauern von 320 h bei $P_{\text{opt}} = 1 \text{ mW}$ und 138 h bei $P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$.

Mit Hilfe der Barrenalterung konnte gezeigt werden, dass ein Laser mit nur einem Quantenfilm deutlich stärker altert als ein Laser mit drei Quantenfilmen bei gleicher Stromdichte. Ursache hierfür ist die erhöhte Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone.

Die Diffusion von Fremdatomen wurde im Zusammenhang mit der Defektdichte untersucht. Einerseits belegen Experimente, dass die Dichte der Linienversetzungen entscheidend für die Alterungsrate ist. Andererseits konnte durch detaillierte Analysen von Kleinstromkennlinien eindeutig gezeigt werden, dass die Bildung von NRZ in der aktiven Zone der wesentliche Alterungsmechanismus ist, was hauptsächlich zu einer Erhöhung der Laserschwelle führt. Außerdem beeinflusst die Dichte der Linienversetzungen nur geringfügig die Laserschwelle einer ungealterten Laserdiode. Diese drei Aussagen führen zu der Hypothese, dass Magnesium durch die Linienversetzungen in die Quantenfilme diffundiert und dort als NRZ verbleibt.

Durch eine reduzierte Defektdichte und einem verbesserten Verspannungshaushalt durch die Homoepitaxie stehen für Laser auf GaN-Substrat weitere Freiheitsgrade für das Design der aktiven Zone zur Verfügung. Mit einer optimierten Laserstruktur auf GaN-Substrat konnte die Lebensdauer bei $P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$ auf 1321 h und bei $P_{\text{opt}} = 30 \text{ mW}$ auf 394 h gesteigert werden.

Der bei Lebensdauertests beobachtete Anstieg der Betriebsspannung wurde anhand der U_f -Teststruktur analysiert. Als Ursache stellte sich eine lokale Degradation des Halbleiter-Metall-Kontakts auf der p-Seite heraus. Diese Degradation verursacht die Ausbildung einer zusätzlichen Potentialbarriere und eine Erhöhung des Kontaktwiderstands, was eine inhomogene Strominjektion zur Folge hat. Die inhomogene Strominjektion führt zu absorbierenden Bereichen innerhalb des Resonators, was eine Lichtalterung bewirkt. Ursache für die Degradation des p-Kontakts ist Wasserstoff, der in der epitaktischen p-Kontaktschicht eingebaut ist. Während des Betriebs verursacht er im Zusammenspiel mit dem katalytisch wirkenden p-Metall eine Erhöhung der Schottky-Barriere. Eine Reduzierung des Wasserstoffgehalts in der epitaktischen p-Kontaktschicht führt zu einer reduzierten U_f -Alterung. Lebensdaueruntersuchungen mit dieser verbesserten p-Kontaktschicht stehen allerdings noch aus.

Ein weiterer Schritt zur Verbesserung der Lebensdauer ist, die Ursache für Spontanausfälle zu finden und diese zu beheben. Daher wurden die elektrischen Kennlinien der Laserdioden direkt nach deren Herstellung auf Nebenschlusspfade untersucht. Es wurde festgestellt, dass überhängende p-Metallisierungen, hervorgerufen durch das Spalten der Facetten, häufig Nebenschlüsse verursachen. Als Konsequenz dieser Analysen wird die p-Kontaktverstärkung aus Gold nun so strukturiert, dass sie einen gewissen Abstand zur Facette besitzt. Weiterhin konnte nachgewiesen werden, dass durch die mechanische Belastung beim Durchtrennen des pn-Übergangs Nebenschlusspfade entstehen können. Daher werden die Laserdioden jetzt durch einen passivierten Ätzgraben elektrisch voneinander getrennt, was die Bildung von Nebenschlüssen beim Vereinzeln reduziert.

Mit einem eigens konzipierten Alterungsmessplatz werden Lebensdaueruntersuchungen an montierten Laserdioden durchgeführt. Optische und elektrische Zwischenmessungen erlauben die Identifizierung von verschiedenen Alterungs- und Ausfallmechanismen. So kann die Bildung eines Nebenschlusses während der Alterung beobachtet werden, der zu einem

sprunghaften Anstieg des Betriebsstroms führt. Ein Nebenschluss stellt darüber hinaus im Resonator einen sättigbaren Absorber dar, der in den Licht-Strom-Kennlinien einen erhöhten Schwellstrom mit plötzlichem Einsetzen starker Laseremission bewirkt.

Neben elektrischen Ausfällen können auch optische Phänomene zu einem unsteten Alterungsverlauf führen. Untersuchungen von Licht-Strom-Kennlinien und optischen Spektren ergaben, dass sich das Verhalten der optischen Moden im Resonator während der Alterung ändert. So wurde während der Alterung durch die Erhöhung des Betriebsstroms ein transversaler Modensprung beobachtet, der sich in der Licht-Strom-Kennlinie durch einen Kink bemerkbar macht, der auch bei fortschreitender Alterung immer beim gleichen Strom auftritt. Eine inhomogene Strominjektion, hervorgerufen z.B. durch einen degradierenden p-Kontakt, kann zu longitudinalen Modensprüngen oder zur Bildung von Filamenten führen. Da sich in breiten Ridgelaserdioden auch Moden höherer Ordnung ausbreiten können und die Wahrscheinlichkeit zur Ausbildung von Filamenten relativ hoch ist, sind schmale, monomodig konzipierte Laser zu bevorzugen.

Um das Potential der InGaN-Laserdioden für Anwendungen abzuschätzen, bei denen eine hohe optische Ausgangsleistung gefordert ist, wurde die optische bzw. elektrische Zerstörschwelle an montierten Bauelementen untersucht. Die Laserdioden auf GaN-Substrat mit Ridgebreiten von $7\text{ }\mu\text{m}$ – $20\text{ }\mu\text{m}$ besitzen eine hochreflektierende Verspiegelung auf der rückseitigen Facette und eine passivierte Auskoppelfacette. Bei einer Pulslänge von 500 ns beträgt die optischen Zerstörschwelle COD der Laserdioden, unabhängig von der Ridgebreite, 51 MW/cm^2 . Durch die Reduzierung der Pulslänge auf 200 ns kann die Bildung von Filamenten herausgezögert werden, womit sich die COD-Schwelle auf 71 MW/cm^2 erhöht. Dies entspricht bei einem $20\text{ }\mu\text{m}$ breiten Ridgelaser einer maximalen optischen Ausgangsleistung von 3,4 W. Im CW-Betrieb konnte eine maximale optische Ausgangsleistung von 1,1 W demonstriert werden.

Anhang A

Parameter für Banddiagramm

Die Bandstruktur aus Abbildung 2.8 wurde mit dem Programm SILENSe berechnet [59]. Die Beweglichkeiten der Ladungsträger wurde für die Löcher mit $\mu_h = 10 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ und für die Elektronen mit $\mu_e = 100 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ angenommen. Der Schichtaufbau ist in Tabelle A.1 aufgelistet.

Tabelle A.1: Schichtaufbau, mit dem die Bandstruktur aus Abbildung 2.8 berechnet wurde.

Name	Dicke (nm)	Zusammensetzung	Dotierung (cm^{-3})
Puffer	200	$\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{N}$	$1 \cdot 10^{18}$
n-Mantelschicht	100	$\text{Al}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{N}$	$1 \cdot 10^{18}$
n-Wellenleiter	100	GaN	$1 \cdot 10^{18}$
Barriere	10	GaN	$1 \cdot 10^{17}$
Quantenfilm	4	$\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$	$1 \cdot 10^{16}$
Barriere	9	GaN	$1 \cdot 10^{17}$
Quantenfilm	4	$\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$	$1 \cdot 10^{16}$
Barriere	9	GaN	$1 \cdot 10^{17}$
Quantenfilm	4	$\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$	$1 \cdot 10^{16}$
Barriere	10	GaN	$1 \cdot 10^{17}$
Elektronenbarriere	20	$\text{Al}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{N}$	$1 \cdot 10^{19}$
p-Wellenleiter	100	GaN	$1 \cdot 10^{18}$
p-Mantelschicht	450	$\text{Al}_{0,07}\text{Ga}_{0,93}\text{N}$	$8 \cdot 10^{18}$
p-Kontaktschicht	150	GaN	$1 \cdot 10^{19}$

Anhang B

Abkürzungen und Formelzeichen

Abkürzungen

Symbol	Beschreibung
AFM	atomic force microscope
AZ	aktive Zone des Lasers, also vom MQW bis zur Elektronenbarriere
AlGaN	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, Aluminium-Gallium-Nitrid
CD	compact disc
CW	continuous wave, Dauerstrichbetrieb des Bauteils
CCD	charge coupled device
COD	catastrophic optical damage
COMD	catastrophic optical mirror damage
CVD	chemical vapor deposition
DALI	digital analysis of lattice images
DVD	digital versatile disc
ELOG	epitaxial lateral overgrowth
Emmi	Emissions-Mikroskop
EPD	etch pit density
FIB	focused ion beam
FWHM	full width at half maximum
GaN	Gallium-Nitrid
HD DVD	high density dvd
HDTV	high definition television
HVPE	hydride vapor phase epitaxy
InGaN	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, Indium-Gallium-Nitrid
Laser	light amplification by stimulated emission of radiancy
LOC	large optical cavity

Symbol	Beschreibung
MBE	molecular beam epitaxy
MOVPE	metal organic vapor phase epitaxy
MQW	multi quantum well; mehrere Quantenfilme, durch Barrieren getrennt
NR-REDG	nonradiative-recombination enhanced defect generation
NRZ	nichtstrahlende Rekombinationszentren
PECVD	plasma enhanced CVD
SCH	separate confinement heterostructure
QW	quantum well
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
RIE	reactive ion etching
SiC	Siliziumcarbid
SIMS	secondary ion mass spectroscopy
SMU	source and measurement unit
SQW	single quantum well
Tastverhältnis	Verhältnis von Pulslänge τ zur Periodendauer t_P ; $\text{Tastverhältnis} = \frac{\tau}{t_P} = f \cdot \tau$
TEM	Transmissions-Elektronen-Mikroskop
TQW	triple quantum well
XRD	x-ray diffractometry

Formelzeichen

Symbol	Beschreibung
a	differenzieller Gewinn $\partial g / \partial n$
A	stromdurchflossene Fläche
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit; $c = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
d	Dicke der aktiven Schichten, also die Summe der QW-Dicken
E_A	Aktivierungsenergie
$E_{F,e}$	Quasiferminiveau der Elektronen
$E_{F,h}$	Quasiferminiveau der Löcher
E_g	Bandlücke (gap energy)
f	Frequenz
g	Gewinn
g_0	differenzieller Gewinnkoeffizient
g_{th}	Schwellgewinn, Gewinn g an der Laserschwelle
h	Plancksche Konstante; $h = 2\pi\hbar = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$

Symbol	Beschreibung
$\hbar\omega$	Photonenenergie; $\hbar\omega = hc/\lambda$
I	Strom
I_0	Sättigungsstrom
I_f	Bestimmter Stromwert in Vorwärtsrichtung, bei dem das U_f angegeben wird
I_G	Generationsstrom
I_{op}	Betriebsstrom, Operationsstrom
I_R	Rekombinationsstrom
I_S	Sperrstrom
I_{th}	Schwellstrom (threshold current)
I_V	Strom in Vorwärtsrichtung
j	Stromdichte
j_{alt}	Alterungsstromdichte
j_0	Sättigungsstromdichte
j_{th}	Schwellstromdichte (threshold current density)
j_V	Stromdichte in Vorwärtsrichtung
k_b	Boltzmann Konstante; $k_b = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} = 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$
l	Schichtdicke
L	Resonatorlänge
m	Idealitätsfaktor
n	Ladungsträgerdichte
n_i	intrinsische Ladungsträgerdichte
n_{tr}	Transparenzladungsträgerdichte
$\bar{n}$	Brechungsindex
$\bar{n}_{eff}$	effektiver Brechungsindex
N_L	effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes
N_V	effektive Zustandsdichte des Valenzbandes
p	Löcherkonzentration
P_{el}	elektrische Leistung
P_{opt}	optische Ausgangsleistung
P_{verl}	elektrische Verlustleistung
q	Elementarladung; $q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
R	Reflektivität
R_{Fl}	flächenabhängiger Widerstand
R_n	Nebenschlusswiderstand
R_s	Serienwiderstand
R_{th}	thermischer Widerstand
R_q	Querleitungswiderstand
$R_{\square}$	Flächenwiderstand

Symbol	Beschreibung
S	Steilheit
t	Zeit
t_1	Lebensdauer
t_P	Periodendauer
T	Temperatur in Kelvin (K)
T_0	charakteristische Temperatur des Schwellstroms
T_{HS}	Temperatur der Wärmesenke (heat sink temperature)
T_J	Temperatur des pn-Übergangs (junction temperature)
U	Spannung
U_0	extrapolierte Spannung bei 0 mA
U_f	Flussspannung, Spannung bei einem festen Stromwert I_f
U_K	Kniespannung
U_T	Temperaturspannung; $U_T = k_b T / q$
U_∞	flächenunabhängiger Anteil der Flussspannung U_f
w	Breite
z	Position
α_i	intrinsische Verluste
α_S	Spiegelverluste
η_d	externer differentieller Quantenwirkungsgrad
η_i	interne Effizienz
η_{iqe}	interne Quanteneffizienz
η_j	Injektionseffizienz
Γ	Füllfaktor
κ	Wärmeleitfähigkeit
λ	Wellenlänge
μ	Beweglichkeit der Ladungsträger
μ_e	Beweglichkeit der Elektronen
μ_h	Beweglichkeit der Löcher
$q\Phi_B$	Barrierenhöhe
$q\Phi_M$	Austrittsarbeit eines Metalls
τ	Pulslänge
τ_{nr}	nichtstrahlende Ladungsträger-Lebensdauer
τ_r	strahlende Ladungsträger-Lebensdauer
τ_s	Ladungsträger-Lebensdauer für spontane Rekombination
ϑ	Temperatur in Grad Celsius ($^{\circ}\text{C}$)
ϑ_J	Temperatur des pn-Übergangs

Vorveröffentlichungen

Artikel

- T. Schödl, U. T. Schwarz, S. Miller, A. Leber, M. Furitsch, A. Lell und V. Härle, „Facet degradation of (Al,In)GaN laser diodes“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 201, Nr. 12, S. 2635–2638, 2004.
- T. Schödl, U. T. Schwarz, V. Kümmler, M. Furitsch, A. Leber, A. Miler, A. Lell und V. Härle, „Facet degradation of GaN heterostructure laser diodes“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 97, Nr. 123102, 2005.
- C. Netzel, S. Heppel, S. Miller, M. Furitsch, A. Leber, A. Lell, V. Härle und A. Hangleiter, „Changes in excess carrier recombination dynamics caused by aging of GaN-based blue laser diodes“, *Phys. Stat. Sol. (c)*, Bd. 2, Nr. 7, S. 2708–2711, 2005.
- U. T. Schwarz, M. Pindl, W. Wegscheider, C. Eichler, F. Scholz, M. Furitsch, A. Leber, S. Miller, A. Lell und V. Härle, „Near-field and far-field dynamics of (Al,In)GaN laser diodes“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 86, Nr. 16, S. 16112–1–16112–3, 2005.
- U. T. Schwarz, M. Pindl, T. Schödl, M. Furitsch, A. Leber, A. Lell und V. Härle, „Waveguide optimization of blue laser diodes“, in *Proc. of the 4th NUSOD*, 2004, S. 86–87.
- U. T. Schwarz, M. Pindl, E. Sturm, M. Furitsch, A. Leber, S. Miller, A. Lell und V. Härle, „Influence of ridge geometry on lateral mode stability of (Al,In)GaN laser diodes“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 202, Nr. 2, S. 261–270, 2005.
- B. Witzigmann, V. Laino, M. Luisier, U. T. Schwarz, G. Feicht, W. Wegscheider, K. Engl, M. Furitsch, A. Leber, A. Lell und V. Härle, „Microscopic analysis of optical gain in InGaN/GaN quantum wells“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 88, Nr. 021104, 2006.
- C. Rumbolz, G. Brüderl, A. Leber, C. Eichler, M. Furitsch, A. Avramescu, A. Miler, A. Lell, U. Strauß und V. Härle, „Development of AlInGaN based blue-violet lasers on GaN and SiC substrates“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 203, Nr. 7, S. 1792–1796, 2006.

- M. Furitsch, A. Avramescu, C. Eichler, K. Engl, A. Leber, A. Miler, C. Rumbolz, G. Brüderl, U. Strauß, A. Lell und V. Härle, „Comparison of degradation mechanisms of blue-violet laser diodes grown on GaN and SiC substrates“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 203, Nr. 7, S. 1797–1801, 2006.
- U. T. Schwarz, C. Lauterbach, M. O. Schillgalies, C. Rumbolz, M. Furitsch, A. Lell und V. Härle, „Time-resolved scanning near-field microscopy of InGaN laser diode dynamics“, in D. Lenstra, M. Pessa und I. H. White (Hrsg.), *Proc. of SPIE*, 2006, Bd. 6184.
- V. Laino, F. Roemer, B. Witzigmann, C. Lauterbach, U. T. Schwarz, C. Rumbolz, M. O. Schillgalies, M. Furitsch, A. Lell und V. Härle, „Substrate modes of (Al,In)GaN semiconductor laser diodes on SiC and GaN substrates“, *IEEE J. Quantum Electronics*, Bd. 43, Nr. 1, S. 16–24, 2007.
- A. Lochthofen, W. Martin, G. Bacher, M. Furitsch, G. Brüderl und V. Härle, „Degradation studies of an InGaN/GaN heterostructure laser diode using a kelvin force microscope“, in H. Morkoc und C. W. Litton (Hrsg.), *Proc. of SPIE*, 2007, Bd. 6473.

Vorträge

- M. Furitsch, S. Miller, A. Leber, G. Brüderl, A. Lell und V. Härle, „Einfluss defektreduzierender Massnahmen auf die Alterung von (AlIn)GaN-Laserdioden“, in *DPG-Frühjahrstagung*, Regensburg, 2004.
- M. Furitsch, A. Avramescu, A. Miler, S. Miller, A. Leber, C. Rumbolz, G. Brüderl, A. Lell und V. Härle, „Degradation experiments of blue-violet laser diodes grown on SiC and GaN substrates“, in *DPG-Frühjahrstagung*, Berlin, 2005.

Poster

- M. Furitsch, A. Avramescu, C. Eichler, K. Engl, A. Leber, A. Miler, C. Rumbolz, G. Brüderl, U. Strauß, A. Lell und V. Härle, „Comparison of degradation mechanisms of blue-violet laser diodes grown on GaN and SiC substrates“, in *6th International Conference on Nitride Semiconductors, ICNS-6*, Bremen, 2005.

Literaturverzeichnis

- [1] DVD Forum, <http://www.dvdforum.org>, 2006.
- [2] Blu-ray.com, <http://www.blu-ray.com>, 2006.
- [3] Blu-ray Disc Association, <http://www.blu-raydisc.com>, 2006.
- [4] R. Kröger, E. Roventa, A. Gust, A. Ueta, M. Klude, D. Hommel und P. Ryder, „Defect characterization of electrically degraded ZnSe based laser diodes“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 201, Nr. 4, S. R28–R30, 2004.
- [5] K. Katayama und T. Nakamura, „Degradation mechanism limiting the lifetime of ZnSe-based white light-emitting diodes“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 95, Nr. 7, S. 3576–3581, 2004.
- [6] S. Nakamura, T. Mukai und M. Senoh, „Candela-class high-brightness InGaN/AlGaN double-heterostructure blue-light-emitting diodes“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 64, Nr. 13, S. 1687–1689, 1994.
- [7] Nichia, <http://www.nichia.com>, 2006.
- [8] S. Nagahama, T. Yanamoto, M. Sano und T. Mukai, „Wavelength dependence of InGaN laser diode characteristics“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 40, Nr. 5A, S. 3075–3081, 2001.
- [9] S. Nagahama, Y. Sugimoto, T. Kozaki und T. Mukai, „Recent progress of AlInGaN laser diodes“, in C. Mermelstein und D. P. Bour (Hrsg.), *Proc. of SPIE*, 2005, Bd. 5738, S. 57–62.
- [10] S. L. Chuang, M. Ukita, S. Kijima, S. Taniguchi und A. Ishibashi, „Universal curves for optical power degradation of II-VI light-emitting diodes“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 69, Nr. 11, S. 1588–1590, 1996.
- [11] S. Tomiay, H. Noguchi, Y. Sanaka, T. Hino, S. Taniguchi und A. Ishibashi, „Microstructural study of optically degraded ZnCdSe quantum wells“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 74, Nr. 13, S. 1824–1826, 1999.
- [12] I. Vurgaftman und J. R. Meyer, „Band parameters for nitrogen-containing semiconductors“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 94, Nr. 6, S. 3675–3696, 2003.

- [13] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa und S. Nagahama, „High-power InGaN single-quantum-well-structure blue and violet light-emitting diodes“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 67, Nr. 13, S. 1868–1870, 1995.
- [14] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku und Y. Sugimoto, „InGaN-based multi-quantum-well-structure laser diodes“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 35, Nr. 1B, S. 74–76, 1996.
- [15] S. P. DenBaars, „Basics physics & materials technology of GaN LEDs and LDs“, Kap. 1, S. 1–27, in S. Nakamura und S. F. Chichibu (Hrsg.), *Introduction to nitride semiconductor blue lasers and light emitting diodes*. London and New York: Taylor and Francis, 2000.
- [16] F. A. Ponce, „Crystal defects and device performance in LEDs and LDs“, Kap. 4, S. 105–152, in S. Nakamura und S. F. Chichibu (Hrsg.), *Introduction to nitride semiconductor blue lasers and light emitting diodes*. London and New York: Taylor and Francis, 2000.
- [17] S. Porowski, „Bulk and homoepitaxial GaN-growth and characterisation“, *J. Crystal Growth*, Bd. 189/190, S. 153–158, 1998.
- [18] I. Grzegory und S. Porowski, „GaN substrates for molecular beam epitaxy growth of homoepitaxial structures“, *Thin Solid Films*, Bd. 367, S. 281–289, 2000.
- [19] I. Grzegory, „High pressure growth of bulk GaN from solutions in gallium“, *J. Phys.: Condens. Matter*, Bd. 13, S. 6875–6892, 2001.
- [20] I. Grzegory, „High-pressure crystallization of GaN for electronic applications“, *J. Phys.: Condens. Matter*, Bd. 14, S. 11055–11067, 2002.
- [21] T. Świątlik, G. Franssen, P. Wiśniewski, S. Krukowski, S. P. Lepkowski, L. Marona, M. Leszczyński, P. Prystawko, I. Grzegory, T. Suski, S. Porowski, P. Perlin, R. Czernecki, A. Bering-Stanisiewska und P. G. Eliseev, „Anomalous temperature characteristics of single wide quantum well InGaN laser diode“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 88, Nr. 071121, 2006.
- [22] C. Skierbiszewski, P. Wiśniewski, M. Siekacz, P. Perlin, A. Feduniewicz-Zmuda, G. Nowak, I. Grzegory, M. Leszczyński und S. Porowski, „60 mw continuous-wave operation of InGaN laser diode made by plasma-assisted molecular-beam epitaxy“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 88, Nr. 221108, 2006.
- [23] L. Marona, P. Wisniewski, P. Prystawko, I. Grzegory, T. Suski, S. Porowski, P. Perlin, R. Czernecki und M. Leszczyński, „Degradation mechanisms in InGaN laser diodes grown on bulk GaN crystals“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 88, Nr. 201111, 2006.
- [24] C. Eichler, *Thermisches Management GaN-basierender Laserdioden*. Dissertation, Universität Ulm, 2005.

- [25] P. Gibart, „Metal organic vapour phase epitaxy of GaN and lateral overgrowth“, *Rep. Prog. Phys.*, Bd. 67, S. 667–715, 2004.
- [26] T. Tojyo, T. Asano, K. Yanashima, M. Takeya, T. Hino, S. Kijima, S. Ikeda, S. Ansai, K. Shibuya, S. Goto, S. Tomiya, K. Naganuma, Y. Yabuki, S. Uchida und M. Ikeda, „GaN-based high power blue-violet laser diodes“, in *Proc. of IPAP Conf.*, 2000, 1, S. 878–882.
- [27] T. Asano, M. Takeya, T. Mizuno, S. Ikeda, Y. Ohfuji, T. Fujimoto, K. Oikawa, S. Goto, T. Hashizu, K. Aga und M. Ikeda, „Over 100-mW blue-violet laser diodes for blu-ray disc system“, in C. F. Gmachl und D. P. Bour (Hrsg.), *Proc. of SPIE*, 2004, Bd. 5365, S. 297–305.
- [28] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano und K. Chocho, „InGa_N/Ga_N/AlGa_N-based laser diodes with modulation-doped strained-layer superlattices grown on an epitaxially laterally overgrown GaN substrate“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 72, Nr. 2, S. 211–213, 1998.
- [29] T. Asano, T. Tojyo, K. Yanashima, M. Takeya, T. Hino, S. Ikeda, S. Kijima, S. Ansai, K. Shibuya, S. Goto, S. Tomiya, Y. Yabuki, T. Aoki, S. Uchida und M. Ikeda, „AlGaInN laser diodes grown on an ELO-GaN substrate vs. on a sapphire substrate“, in *Proc. of 17th Int. Semicond. Laser Conference*, 2000, S. 109–110.
- [30] T. Tojyo, T. Asano, M. Takeya, T. Hino, S. Kijima, S. Goto, S. Uchida und M. Ikeda, „GaN-based high power blue-violet laser diodes“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 40, Nr. 5A, S. 3206–3210, 2001.
- [31] S. Nakamura, „InGa_N-based violet laser diodes“, *Semicond. Sci. Technol.*, Bd. 14, S. R27–R40, 1999.
- [32] S. Miller, *Methoden zur Defektreduzierung in optoelektronischen Ga_{1-x}In_xN-Bauelementen – Epitaxie und Charakterisierung*. Dissertation, Universität Ulm, 2005.
- [33] F. Habel, P. Brückner und F. Scholz, „Marker layers for the development of a multistep GaN FACELO process“, *J. Crystal Growth*, Bd. 272, S. 515–519, 2004.
- [34] R. F. Davis, T. Gehrke, K. J. Linthicum, P. Rajagopal, A. M. Roskowski, T. Zheleva, E. A. Preble, C. A. Zorman, M. Mehregany, U. Schwarz, J. Schuck und R. Grober, „Review of pendeo-epitaxial growth and characterization of thin films of GaN and AlGa_N alloys on 6H-SiC(0001) and Si(111) substrates“, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, Bd. 6, Nr. 14, 2001.
- [35] U. Ahrend, U. Rossow, N. Riedel, M. Greve, F. Hitzel und A. Hangleiter, „Growth of Al_xGa_{1-x}N and GaN on photo-electrochemically patterned SiC substrates“, *Phys. Stat. Sol. (c)*, Bd. 0, Nr. 7, S. 2072–2076, 2003.

- [36] U. Rossow, D. Fuhrmann, M. Greve, J. Bläsing, A. Krost, G. Ecke, N. Riedel und A. Hangleiter, „Growth of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -layers on planar and patterned substrates“, *J. Crystal Growth*, Bd. 272, S. 506–514, 2004.
- [37] E. Richter, C. Hennig, M. Weyers, F. Habel, J.-D. Tsay, W.-Y. Liu, P. Brückner, F. Scholz, Y. Makarov, A. Segal und J. Kaeppler, „Reactor and growth process optimization for growth of thick GaN layers on sapphire substrates by HVPE“, *J. Crystal Growth*, Bd. 277, S. 6–12, 2005.
- [38] C. Sasaoka, H. Sunakawa, A. Kimura, M. Nido, A. Usui und A. Sakai, „High-quality InGa N MQW on low-dislocation-density Ga N substrate grown by hydride vapor-phase epitaxy“, *J. Crystal Growth*, Bd. 189/190, S. 61–66, 1998.
- [39] F. Scholz, P. Brückner, F. Habel, M. Peter und K. Köhler, „Improved Ga N layer morphology by hydride vapor phase epitaxy on misoriented Al_2O_3 wafers“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 87, Nr. 181902, 2005.
- [40] K. Motoki, T. Okahisa, N. Matsumoto, M. Matsushima, H. Kimura, H. Kasai, K. Takemoto, K. Uematsu, T. Hirano, M. Nakayama, S. Nakahata, M. Ueno, D. Hara, Y. Kumagai, A. Koukitu und H. Seki, „Preparation of large freestanding Ga N substrates by hydride vapor phase epitaxy using GaAs as a starting substrate“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 40, Nr. 2B, S. L140–L143, 2001.
- [41] K. Motoki, T. Okahisa, S. Nakahata, N. Matsumoto, H. Kimura, H. Kasai, K. Takemoto, K. Uematsu, M. Ueno, Y. Kumagai, A. Koukitu und H. Seki, „Growth and characterization of freestanding Ga N substrates“, *J. Crystal Growth*, Bd. 237–239, S. 912–921, 2002.
- [42] K. Motoki, T. Okahisa, S. Nakahata, N. Matsumoto, H. Kimura, H. Kasai, K. Takemoto, K. Uematsu, M. Ueno, Y. Kumagai, A. Koukitu und H. Seki, „Preparation of large Ga N substrates“, *Materials Science and Engineering*, Bd. B93, S. 123–130, 2002.
- [43] S. Tanaka, M. Takeuchi und Y. Aoyagi, „Anti-surfactant in III-nitride epitaxial quantum dot formation and dislocation termination –“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 39, Nr. 8B, S. L831–L834, 2000.
- [44] R.-C. Tu, C.-C. Chuo, S.-M. Pan, Y.-M. Fan, C.-E. Tsai, T.-C. W. C.-J. Tun, C.-C. Chi, B.-C. Lee und C.-P. Lee, „Improvement of near-ultraviolet InGa N /Ga N light-emitting diodes by inserting an in situ rough SiN_x interlayer in n-Ga N layers“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 83, Nr. 17, S. 3608–3610, 2003.
- [45] X. L. Fang, Y. Q. Wang, H. Meidia und S. Mahajan, „Reduction of threading dislocations in Ga N layers using in situ deposited silicon nitride masks on Al N and Ga N nucleation layers“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 84, Nr. 4, S. 484–486, 2004.

- [46] K. Engl, M. Beer, J. Zweck, S. Miller, S. Bader, H.-J. Lugauer, G. Brüderl, A. Lell und V. Härle, „TEM investigation on dislocation density reduction by in situ deposited SiN intermediate layers in MOVPE grown AlGa_N/Ga_N heterostructures on SiC and Al₂O₃ substrates“, in *Microsc. Microanal.*, 2003, Bd. 9, S. 70–71.
- [47] K. Engl, *TEM-Analysen an Gruppe III-Nitrid Heterostrukturen*. Dissertation, Universität Regensburg, 2005.
- [48] K. Engl, M. Beer, N. Gmeinwieser, U. T. Schwarz, J. Zweck, W. Wegscheider, S. Miller, A. Miler, H. J. Lugauer, G. Brüderl, A. Lell und V. Härle, „Influence of an in situ-deposited SiN_x intermediate layer inside Ga_N and AlGa_N layers on SiC substrates“, *J. Crystal Growth*, Bd. 289, Nr. 1, S. 6–13, 2006.
- [49] V. Potin, A. Rosenauer, D. Gerthsen, B. Kuhn und F. Scholz, „Comparison of the morphology and In distribution of capped and uncapped InGa_N layers by transmission electron microscopy“, *Phys. Stat. Sol. (b)*, Bd. 234, Nr. 3, S. 947–951, 2002.
- [50] B. Witzigmann, V. Laino, M. Luisier, U. T. Schwarz, G. Feicht, W. Wegscheider, K. Engl, M. Furitsch, A. Leber, A. Lell und V. Härle, „Microscopic analysis of optical gain in InGa_N/Ga_N quantum wells“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 88, Nr. 021104, 2006.
- [51] B. W. Hakki und T. L. Paoli, „Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 46, Nr. 3, S. 1299–1306, 1975.
- [52] U. T. Schwarz, E. Sturm, W. Wegscheider, V. Kümmler, A. Lell und V. Härle, „Optical gain, carrier-induced phase shift, and linewidth enhancement factor in InGa_N quantum well lasers“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 83, Nr. 20, S. 4095–4097, 2003.
- [53] Y. Narukawa, Y. Kawakami, M. Funato, S. Fujita, S. Fujita und S. Nakamura, „Role of self-formed InGa_N quantum dots for exciton localization in the purple laser diode emitting at 420 nm“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 79, Nr. 8, S. 981–983, 1997.
- [54] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota und S. Nakamura, „Luminescences from localized states in InGa_N epilayers“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 70, Nr. 21, S. 2822–2824, 1997.
- [55] S. Chichibu, T. Sota, K. Wada und S. Nakamura, „Exciton localization in InGa_N quantum well devices“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, Bd. 16, Nr. 4, S. 2204–2214, 1998.
- [56] S. Chichibu, A. C. Abare, M. S. Minsky, S. K. S. B. Fleischer, J. E. Bowers, E. Hu, U. K. Mishra, L. A. Coldren, S. P. DenBaars und T. Sota, „Effective band gap inhomogeneity and piezoelectric field in InGa_N/Ga_N multiquantum well structures“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 73, Nr. 14, S. 2006–2008, 1998.
- [57] F. Hitzel, G. Klewer, S. Lahmann, U. Rossow und A. Hangleiter, „Localized high-energy emissions from the vicinity of defects in high-efficiency Ga_xIn_{1-x}N/Ga_N quantum wells“, *Phys. Rev. B*, Bd. 72, Nr. 081309, 2005.

- [58] A. Hangleiter, F. Hitzel, C. Netzel, D. Fuhrmann, U. Rossow, G. Ade und P. Hinze, „Suppression of nonradiative recombination by V-shaped pits in GaInN/GaN quantum wells produces a large increase in the light emission efficiency“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 95, Nr. 127402, 2005.
- [59] Semiconductor Technology Research, Inc., „Simulator of light emitters based on nitride semiconductors“, SILENSE Version 2.10, 2005.
- [60] S. Bader, *Entwicklung und Charakterisierung einer GaN-basierenden Laserdiode*. Dissertation, Universität Ulm, 2001.
- [61] S. Bader, B. Hahn, H.-J. Lugauer, A. Lell, A. Weimar, G. Brüderl, J. Baur, D. Eisert, M. Scheubeck, S. Heppel, A. Hangleiter und V. Härle, „First european GaN-baser violet laser diode“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 180, Nr. 177, S. 177–182, 2000.
- [62] C. Rumbolz, G. Brüderl, A. Leber, C. Eichler, M. Furitsch, A. Avramescu, A. Miler, A. Lell, U. Strauß und V. Härle, „Development of AlInGaN based blue-violet lasers on GaN and SiC substrates“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 203, Nr. 7, S. 1792–1796, 2006.
- [63] C. G. Van de Walle, „Electrical conductivity control“, Kap. 3, S. 67–103, in S. Nakamura und S. F. Chichibu (Hrsg.), *Introduction to nitride semiconductor blue lasers and light emitting diodes*. London and New York: Taylor and Francis, 2000.
- [64] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh und N. Iwasa, „Thermal annealing effects on p-type Mg-doped GaN films“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 31, Nr. 2B, S. L138–L142, 1992.
- [65] P. G. Eliseev, A. Smolyakov und M. Osinski, „Ghost modes and resonant effects in AlGaIn-InGaIn-GaN lasers“, *IEEE J. Sel. Top. in Quantum Electronics*, Bd. 5, Nr. 3, S. 771–779, 1999.
- [66] V. Laino, B. Witzigmann, M. Streiff, A. Bregy, A. Witzig und U. T. Schwarz, „Study of substrate modes in a (Al,In)GaIn/SiC semiconductor laser using finite element approach“, in *Proc. of the 4th NUSOD*, 2004, S. 86–87.
- [67] U. T. Schwarz, E. Sturm, W. Wegscheider, V. Kümmler, A. Lell und V. Härle, „Gain spectra and current-induced change of refractive index in (In/Al)GaIn diode lasers“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 200, Nr. 1, S. 143–146, 2003.
- [68] T. Schödl, *Verlustmechanismen und Degradation von blauen (Al,In)GaIn Laserdioden*. Dissertation, Universität Regensburg, 2004.
- [69] A. Weimar, *Untersuchungen zur Reduktion des p-seitigen Kontaktwiderstands bei GaIn-basierten Halbleiterlasern*. Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 2003.
- [70] A. Weimar, A. Lell, G. Brüderl, S. Bader und V. Härle, „Investigation of low-resistance metal contacts on p-type GaIn using the linear and circular transmission line method“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 183, Nr. 169, S. 169–175, 2001.

- [71] A. Weimar, S. Bader, G. Brüderl, V. Kümmler, A. Lell und V. Härle, „Low resistance non-transparent ohmic Pt-contacts on p-GaN“, in *Proc. of Mat. Res. Soc. Symp.*, 2002, Bd. 693, S. 839–842.
- [72] U. T. Schwarz, M. Pindl, E. Sturm, M. Furitsch, A. Leber, S. Miller, A. Lell und V. Härle, „Influence of ridge geometry on lateral mode stability of (Al,In)GaN laser diodes“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 202, Nr. 2, S. 261–270, 2005.
- [73] F. Sommer, *Kurzwellige Diodenlaser auf der Basis der Gruppe III-Nitride*. Dissertation, Universität Freiburg, 2004.
- [74] K. Heime, *Elektronische Bauelemente*. Vorlesungsskript. Aachen: Peter List.
- [75] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*. New York: John Wiley and Sons, Inc., 2. Auflage, 1981.
- [76] O. Pursiainen, „Investigation on the aging mechanisms of InGaAlP LEDs“, Diplomarbeit, Helsinki University of Technology, 2000.
- [77] F. M. Steranka, „AlGaAs red light-emitting diodes“, Kap. 3, S. 65–96, in G. B. Stringfellow und M. G. Craford (Hrsg.), *High Brightness Light Emitting Diodes*. San Diego: Academic Press, 1997.
- [78] F. A. Kish und R. M. Fletcher, „AlGaInP light-emitting diodes“, Kap. 5, S. 149–226, in G. B. Stringfellow und M. G. Craford (Hrsg.), *High Brightness Light Emitting Diodes*. San Diego: Academic Press, 1997.
- [79] A. Chitnis, A. Kumar, M. Shatalov, V. Adivarahan, A. Lunev, J. W. Yang, G. Simin, M. A. Khan, R. Gaska und M. Shur, „High-quality p-n junctions with quaternary AlInGaN/InGaN quantum wells“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 77, Nr. 23, S. 2800–3802, 2000.
- [80] J. M. Shah, Y. L. Li, T. Gessmann und E. F. Schubert, „Experimental analysis and theoretical model for anomalously high ideality factors ($n \gg 2.0$) in AlGaN/GaN p-n junction diodes“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 94, Nr. 4, S. 2627–2630, 2003.
- [81] K. J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik*. Springer Verlag, 2. Auflage, 1992.
- [82] M. Fukuda, *Optical Semiconductor Devices*. New York: John Wiley and Sons, Inc., 1999.
- [83] L. A. Coldren und S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. New York: John Wiley and Sons, Inc., 1995.
- [84] V. Kümmler, A. Lell, V. Härle, U. T. Schwarz, T. Schödl und W. Wegscheider, „Gradual facet degradation of (Al,In)GaN quantum well lasers“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 84, Nr. 16, S. 2989–2991, 2004.

- [85] M. Röwe, *Wellenleitung und optische Verstärkung in (In,Ga)N/GaN/(Al,Ga)N-Laserstrukturen*. Dissertation, Universität Bremen, 2003.
- [86] C. Netzel, S. Heppel, S. Miller, M. Furitsch, A. Leber, A. Lell, V. Härle und A. Hangleiter, „Changes in excess carrier recombination dynamics caused by aging of GaN-based blue laser diodes“, *Phys. Stat. Sol. (c)*, Bd. 2, Nr. 7, S. 2708–2711, 2005.
- [87] S. Uchida, M. T. S. Ikeda, T. Mizuno, T. Fujimoto, O. Matsumoto, S. Goto, T. Tojyo und M. Ikeda, „Recent progress in high-power blue-violet lasers“, *IEEE J. Sel. Top. in Quantum Electronics*, Bd. 9, Nr. 5, S. 1252–1259, 2003.
- [88] M. Kuramoto, C. Sasaoka, N. Futagawa, M. Nido und A. A. Yamaguchi, „Reduction of internal loss and threshold current in a laser diode with a ridge by selective regrowth RLS-LD“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 192, Nr. 2, S. 329–334, 2002.
- [89] V. Kümmler, *Optimierung der Leistung und der Lebensdauer von AlGaInN-Halbleiterdioden*. Dissertation, Universität Regensburg, 2004.
- [90] A. Hangleiter, G. Frankowsky, V. Härle und F. Scholz, „Optical gain in the nitrides: are there differences to other III-V semiconductors?“, *Materials Science and Engineering*, Bd. B43, S. 201–206, 1997.
- [91] S. Jursėnas, N. Kurilčik, G. Kurilčik, S. Miasojedovas, A. Žukauskas, T. Suski, P. Perlin, M. Leszczynski, P. Prystawko und I. Grzegory, „Optical gain in homoepitaxial GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 85, Nr. 6, S. 952–954, 2004.
- [92] J. Piprek und S. Nakamura, „Physics of high-power InGaN/GaN lasers“, in *IEE Proc.*, 2002, Reihe *Optoelectron.*; Bd. 149, S. 145–151.
- [93] P. Visconti, K. M. Jones, M. A. Reshchikov, R. Cingolani, H. Morkoc und R. J. Molnar, „Dislocation density in GaN determined by photoelectrochemical and hot-wet etching“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 77, Nr. 22, S. 3532–3534, 2000.
- [94] P. Visconti, D. Huang, M. A. Reshchikov, F. Yun, R. Cingolani, D. J. Smith, J. Jasinski, W. Swider, Z. Liliental-Weber und H. Morkoc, „Investigation of defects and surface polarity in GaN using hot wet etching together with microscopy and diffraction techniques“, *Materials Science and Engineering*, Bd. B93, S. 229–233, 2002.
- [95] N. Gmeinwieser, K. Engl, U. T. Schwarz, J. Zweck, W. Wegscheider, S. Miller, A. Leber, A. Weimar, A. Lell und V. Härle, „Strain, wing tilt and photoluminescence in epitaxial lateral overgrown GaN on SiC substrates“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 201, Nr. 12, S. 2760–2763, 2004.
- [96] N. Gmeinwieser, K. Engl, P. Gottfriedsen, U. T. Schwarz, J. Zweck, W. Wegscheider, S. Miller, H.-J. Lugauer, A. Leber, A. Weimar, A. Lell und V. Härle, „Correlation of strain, wing tilt, dislocation density, and photoluminescence in epitaxial lateral overgrown GaN on SiC substrates“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 96, Nr. 7, S. 3666–3672, 2004.

- [97] M. Maier, K. Köhler, A. Höpner und D. J. As, „Compositional analysis of molecular beam epitaxy grown $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum wells by determination of film thickness“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 73, Nr. 8, S. 3820–3826, 1993.
- [98] M. Maier, D. Serries, T. Geppert, K. Köhler, H. Güllich und N. Herres, „SIMS depth profiling of $\text{InGaAsN}/\text{InAlAs}$ quantum wells on InP “, *Appl. Surface Science*, Bd. 203–204, S. 486–489, 2003.
- [99] D. K. McElfresh und D. Vacar, „Reverse-bias electroluminescence imaging to diagnose failures of vertical-cavity surface-emitting lasers“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 86, Nr. 221108, 2005.
- [100] J. Kölzer, C. Boit, A. Dallmann, G. Deboy, J. Otto und D. Weinmann, „Quantitative emission microscopy“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 71, Nr. 11, S. R23–R41, 1992.
- [101] Y. P. Varshni, „Temperature dependence of the energy gap in semiconductors“, *Physica*, Bd. 34, S. 149–154, 1967.
- [102] M. Shono, Y. Nomura und Y. Bessho, „High-power blue-violet laser diode fabricated on a GaN substrate“, in C. F. Gmachl und D. P. Bour (Hrsg.), *Proc. of SPIE*, 2004, Bd. 5365, S. 297–305.
- [103] M. Kneissl, D. P. Bour, L. Romano, C. G. Van de Walle, J. E. Northrup, W. S. Wong, D. W. Treat, M. Teepe, T. Schmidt und N. M. Johnson, „Performance and degradation of continuous-wave InGaN multiple-quantum-well laser diodes on epitaxially laterally overgrown GaN substrates“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 77, Nr. 13, S. 1931–1933, 2000.
- [104] M. Kuramoto, C. Sasaoka, Y. Hisanaga, A. Kimura, A. A. Yamaguchi, H. Sunakawa, N. Kuroda, M. Nido, A. Usui und M. Mizuta, „Room-temperature continuous-wave operation of InGaN multi-quantum-well laser diodes grown on an n-GaN substrate with a backside n-contact “, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 38, Nr. 2B, S. L184–L186, 1999.
- [105] M. Ikeda, T. Mizuno, M. Takeya, S. G. ans S. Ikeda, T. Fujimoto, Y. Ohfuji und T. Hashizu, „High-power GaN -based semiconductor lasers“, *Phys. Stat. Sol. (c)*, Bd. 1, Nr. 6, S. 1461–1467, 2004.
- [106] C. Eichler, S.-S. Schad, M. Seyboth, F. Habel, M. Scherer, S. Miller, A. Weimar, A. Lell, V. Härle und D. Hofstetter, „Time resolved study of laser diode characteristics during pulsed operation“, *Phys. Stat. Sol. (c)*, Bd. 0, Nr. 7, S. 2283–2286, 2003.
- [107] Y. Xi und E. F. Schubert, „Junction-temperature measurement in GaN ultraviolet light-emitting diodes using forward voltage method“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 85, Nr. 12, S. 2163–2165, 2004.
- [108] Y. Xi, J.-Q. Xi, T. Gessmann, J. M. Shah, J. K. Kim, E. F. Schubert, A. J. Fischer, M. H. Crawford, K. H. A. Bogart und A. A. Allerman, „Junction and carrier temperature measurements in deep-ultraviolet light-emitting diodes using three different methods“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 86, Nr. 031907, 2005.

- [109] H.-Y. Ryu, K.-H. Ha, J.-H. Chae, O.-H. Nam und Y.-J. Park, „Measurement of junction temperature in GaN-based laser diodes using voltage-temperature characteristics“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 87, Nr. 093506, 2005.
- [110] V. Kümmler, G. Brüderl, S. Bader, S. Miller, A. Weimar, A. Lell, V. Härle, U. T. Schwarz, N. Gmeinwieser und W. Wegscheider, „Degradation analysis of InGaN laser diodes“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 194, Nr. 2, S. 419–422, 2002.
- [111] T. Schödl, U. T. Schwarz, S. Miller, A. Leber, M. Furitsch, A. Lell und V. Härle, „Facet degradation of (Al,In)GaN laser diodes“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 201, Nr. 12, S. 2635–2638, 2004.
- [112] T. Schödl, U. T. Schwarz, V. Kümmler, M. Furitsch, A. Leber, A. Miler, A. Lell und V. Härle, „Facet degradation of GaN heterostructure laser diodes“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 97, Nr. 123102, 2005.
- [113] P. Prystawko, R. Czernetzki, L. Groczyca, G. Targowski, P. Wisniewski, P. Perlin, M. Zielinski, T. Suski, M. Leszczynski, I. Grzegory und S. Porowski, „High-power laser structures grown on bulk GaN crystals“, *J. Crystal Growth*, Bd. 272, S. 274–277, 2004.
- [114] S. Nakamura, „InGaN/GaN/AlGaIn-based laser diodes with an estimated lifetime of longer than 10,000 hours“, *MRS Bulletin*, S. 37–43, 1998.
- [115] National Instruments, „Labview 7.1“, <http://www.ni.com/germany/labview>, 2004.
- [116] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto und H. Kiyoku, „Room-temperature continuous-wave operation of InGaIn multi-quantum-well structure laser diodes with a lifetime of 27 hours“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 70, Nr. 11, S. 1417–1419, 1997.
- [117] T. Stephan, K. Köhler, M. Maier, M. Kunzer, P. Schlotter und J. Wagner, „Influence of Mg doping profile on the electroluminescence properties of GaInN multiple quantum well light emitting diodes“, in S. A. Stockman, H. W. Yao und E. F. Schubert (Hrsg.), *Proc. of SPIE*, 2004, Bd. 5366, S. 118–126.
- [118] K. Köhler, T. Stephan, A. Perona, J. Wiegert, M. Maier, M. Kunzer und J. Wagner, „Control of the Mg doping profile in III-N light-emitting diodes and its effect on the electroluminescence efficiency“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 97, Nr. 104914, 2005.
- [119] T. Kuroda, R. Sasou, A. Tackeuchi, H. Sato, N. Horio und C. Funaoka, „Time-resolved photoluminescence study of InGaIn MQW with a p-contact layer“, *Phys. Stat. Sol. (b)*, Bd. 228, Nr. 1, S. 125–128, 2001.
- [120] M. Kamano, M. Haraguchi, M. Fukui, M. Kuwahara, T. Okamoto, T. Mukai und G. Shinomiya, „Evaluation of band-gap energies and characterization of nonradiative recombination centers of film and bulk GaN crystals“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 42, Nr. 8, S. 4905–4908, 2003.

- [121] G. Meneghesso, S. Levada, E. Zanoni, S. Podda, G. Mura, M. Vanzi, A. Cavallini, A. Castaldini, S. Du und I. Eliashevich, „Failure modes and mechanisms of DC-aged GaN LEDs“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 194, Nr. 2, S. 389–392, 2002.
- [122] G. Meneghesso, S. Levada, R. Pierobon, F. Rampazzo, E. Zanoni, A. Cavallini, M. Manfredi, S. Du und I. Eliashevich, „Reliability analysis of GaN-based LEDs for solid state illumination“, *IEICE Trans. Electron.*, Bd. E86-C, Nr. 10, S. 2032–2038, 2003.
- [123] O. Pursiainen, N. Linder, A. Jäger, R. Oberschmid und K. Streubel, „Identification of aging mechanisms in the optical and electrical characteristics of light-emitting diodes“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 79, Nr. 18, S. 2895–2897, 2001.
- [124] V. D. Vedenin, V. V. Evstropov, B. N. Kalinin und B. V. Tsarenkov, „Nonradiative component of the current and its increase during degradation of GaP p-n structures“, *Sov. Phys. Semicond.*, Bd. 9, Nr. 10, S. 1294–1298, 1976.
- [125] P. Perlin, M. Osiński, P. G. Eliseev, V. A. Smagley, J. Mu, M. Banas und P. Sartori, „Low-temperature study of current and electroluminescence in InGaN/AlGaIn/GaN double-heterostructure blue light-emitting diodes“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 69, Nr. 12, S. 1680–1682, 1996.
- [126] X. A. Cao, E. B. Stokes, P. M. Sandvik, S. F. LeBoeuf, J. Kretchmer und D. Walker, „Diffusion and tunneling currents in GaN/InGaIn multiple quantum well light-emitting diodes“, *IEEE Electron Device Letters*, Bd. 23, Nr. 9, S. 535–537, 2002.
- [127] X. A. Cao, E. B. Stokes, S. F. LeBoeuf, P. M. Sandvik, J. Kretchmer und D. Walker, „Influence of defects on current transport in GaN/InGaIn multiple quantum well light-emitting diodes“, in *MRS Soc. Symp. Proc.*, 2002, Bd. 722, S. 65–70.
- [128] X. A. Cao, K. Topol, F. Shahedipour-Sandvik, J. Teetsov, P. M. Sandvik, S. F. LeBoeuf, A. Ebong, J. Kretchmer, E. B. Stokes, S. Arthur, A. E. Kaloyeros und D. Walker, „Influence of defects on electrical and optical characteristics of GaN/InGaIn-based light-emitting diodes“, in I. T. Ferguson, N. Narendran, S. P. DenBaars und Y.-S. Park (Hrsg.), *Proc. of SPIE*, 2002, Bd. 4776, S. 105–113.
- [129] X. A. Cao, P. M. Sandvik, S. F. LeBoeuf und S. D. Arthur, „Defect generation in InGaIn/GaN light-emitting diodes under forward and reverse electrical stresses“, *Microelectronics Reliability*, Bd. 43, S. 1987–1991, 2003.
- [130] X. Y. Sun, R. Bommen, D. Burckel, A. Frauenglass, M. N. Fairchild, S. R. J. Brueck, G. A. Garrett, M. Wraback und S. D. Hersee, „Defect reduction mechanisms in the nanoheteroepitaxy of GaN on SiC“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 95, Nr. 3, S. 1450–1454, 2004.
- [131] T. Sugahara, H. Sato, M. Hao, Y. Naoi, S. Kurai, S. Tottori, K. Yamashita, K. Nishino, L. T. Romano und S. Saki, „Direct evidence that dislocations are non-radiative

- recombination centers in GaN“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 37, Nr. 4A, S. L398–L400, 1998.
- [132] J. S. Speck und S. J. Rosner, „The role of threading dislocations in the physical properties of GaN and its alloys“, *Physica B*, Bd. 273–274, S. 24–32, 1999.
- [133] T. Hino, S. Tomiya, K. Yanashima, S. Hashimoto und M. Ikeda, „Characterization of threading dislocations in GaN epitaxial layers“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 76, Nr. 23, S. 3421–3423, 2000.
- [134] O. Ueda, „Materials-related reliability aspects of III-V optical devices“, *Materials Science and Engineering*, Bd. B20, S. 9–20, 1993.
- [135] S. N. G. Chu, „Laser diode degradation: important understanding for material and structural improvements“, *Electrochemical Society Proceedings*, Bd. 98, Nr. 2, S. 265–277, 1998.
- [136] O. Ueda, „Reliability issues in III-V compound semiconductor devices: optical devices and GaAs-based HBTs“, *Microelectronics Reliability*, Bd. 39, S. 1839–1855, 1999.
- [137] M. Hansen, P. Fini, L. Zhao, A. C. Abare, L. A. Coldren, J. S. Speck und S. P. DenBaars, „Improved characteristics of InGaN multiple-quantum-well laser diodes grown on laterally epitaxially overgrown GaN on sapphire“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 76, Nr. 5, S. 529–531, 2000.
- [138] L. Sugiura, „Dislocation motion in light-emitting devices and its effect on device lifetime“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 81, Nr. 4, S. 1633–1638, 1997.
- [139] S. Tomiya, S. Goto, M. Takeya und M. Ikeda, „Defects in degraded GaN-based laser diodes“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 200, Nr. 1, S. 139–142, 2003.
- [140] S. Tomiya, T. Hino, S. Goto, M. Takeya und M. Ikeda, „Dislocation related issues in the degradation of GaN-based laser diodes“, *IEEE J. Sel. Top. in Quantum Electronics*, Bd. 10, Nr. 6, S. 1277–1286, 2004.
- [141] S.-L. Sahonta, M. Q. Baines, D. Cherns, H. Amano und F. A. Ponce, „Migration of dislocations in strained GaN heteroepitaxial layers“, *Phys. Stat. Sol. (b)*, Bd. 234, Nr. 3, S. 952–955, 2002.
- [142] L. L. Goddard, M. Kneissl, D. P. Bour und N. M. Johnson, „Gain characteristic of continuous-wave InGaN multiple quantum well laser diodes during life testing“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 88, Nr. 7, S. 3820–3823, 2000.
- [143] O. H. Nam, K. H. Ha, J. S. Kwak, S. N. Lee, K. K. Choi, T. H. Chang, S. H. Chae, W. S. Lee, Y. J. Sung, H. S. Paek, J. H. Chae, T. Sakong, J. K. Son, H. Y. Ryu, Y. H. Kim und Y. Park, „Characteristics of GaN-based laser diodes for post-DVD applications“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 201, Nr. 12, S. 2717–2720, 2004.

- [144] M. Takeya, T. Mizuno, T. Sasaki, S. Ikeda, T. Fujimoto, Y. Ohfuji, K. Oikawa, Y. Yabuki, S. Uchida und M. Ikeda, „Degradation in AlGaInN lasers“, *Phys. Stat. Sol. (c)*, Bd. 0, Nr. 7, S. 2292–2295, 2003.
- [145] J. Neugebauer und C. G. Van de Walle, „Role of hydrogen in doping of GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 68, Nr. 13, S. 1829–1831, 1996.
- [146] C. Stampfl und C. G. Van de Walle, „Doping of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ “, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 72, Nr. 4, S. 459–461, 1998.
- [147] S. M. Myers und C. H. Seager, „Hydrogen isotope exchange and the surface barrier in p-type gallium nitride“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 95, Nr. 2, S. 520–527, 2004.
- [148] C. H. Seager, S. M. Myers, A. F. Wright, D. D. Koleske und A. A. Allerman, „Drift, diffusion, and trapping of hydrogen in p-type GaN“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 92, Nr. 12, S. 7246–7252, 2002.
- [149] A. F. Wright, C. H. Seager, S. M. Myers, D. D. Koleske und A. A. Allerman, „Hydrogen configurations, formation energies, and migration barriers in GaN“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 94, Nr. 4, S. 2311–2318, 2003.
- [150] J. Neugebauer und C. G. Van de Walle, „Hydrogen in GaN: Novel aspects of a common impurity“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 75, Nr. 24, S. 4452–4455, 1995.
- [151] C. G. Van de Walle und J. Neugebauer, „Universal alignment of hydrogen levels in semiconductors, insulators and solutions“, *Nature*, Bd. 423, S. 626–628, 2003.
- [152] S. M. Myers und A. F. Wright, „Theoretical description of H behavior in GaN p-n junctions“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 90, Nr. 11, S. 5612–5622, 2001.
- [153] Y. Koide, H. Ishikawa, S. Kobayashi, S. Yamasaki, S. Nagai, J. Umezaki, M. Koike und M. Murakami, „Dependence of electrical properties on work functions of metals contacting to p-type GaN“, *Appl. Surface Science*, Bd. 117/118, S. 373–379, 1997.
- [154] J. Schalwig, G. Müller, U. Karrer, M. Eickhoff, O. Ambacher, M. Stutzmann, L. Görgens und G. Dollinger, „Hydrogen response mechanism of Pt-GaN schottky diodes“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 80, Nr. 7, S. 1222–1224, 2002.
- [155] J. Kim, F. Ren, B. P. Gila, C. R. Abernathy und S. J. Pearton, „Reversible barrier height changes in hydrogen-sensitive Pd/GaN and Pt/GaN diodes“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 82, Nr. 5, S. 739–741, 2003.
- [156] Y.-J. Lin und K.-C. Wu, „Electrical properties of Pt contacts on p-GaN activated in air“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 84, Nr. 9, S. 1501–1503, 2004.
- [157] H. B. Michaelson, „The work function of the elements and its periodicity“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 48, Nr. 11, S. 4729–4733, 1977.

- [158] M. Kauer, S. E. Hooper, V. Bousquet, K. Johnson, C. Zellweger, J. M. Barnes, J. Windle, T. M. Smeeton und J. Heffernan, „Continuous-wave operation of InGaN multiple quantum well laser diodes grown by molecular beam epitaxy“, *Electronics Letters*, Bd. 41, Nr. 13, S. 739–741, 2005.
- [159] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano und K. Chocho, „High-power, long-lifetime InGaN/GaN/AlGaInN-based laser diodes grown on pure GaN substrates“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 37, Nr. 3B, S. L309–L312, 1998.
- [160] J. S. Kwak, T. Jang, K. K. Choi, Y. J. Sung, Y. H. Kim, S. Chae, S. N. Lee, K. H. Ha, O. H. Nam und Y. Park, „Fabrication of AlInGaInN-based blue-violet laser diode with low input power“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 201, Nr. 12, S. 2649–2652, 2004.
- [161] T. Asano, T. Tojyo, T. Mizuno, M. Takeya, S. Ikeda, K. Shibuya, T. Hino, S. Uchida und M. Ikeda, „100-mW kink-free blue-violet laser diodes with low aspect ratio“, *IEEE J. Quantum Electronics*, Bd. 39, Nr. 1, S. 135–140, 2003.
- [162] S. Ito, Y. Yamasaki, S. Omi, K. Takatani, T. Kawakami, T. Ohno, M. Ishida, Y. Ueta, T. Yuasa und M. Taneya, „AlGaInN violet laser diodes grown on GaN substrates with low aspect ratio“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 43, Nr. 1, S. 96–99, 2004.
- [163] H.-F. Liu und T. Kamiya, „Observation of chaos in an inhomogeneously pumped self-pulsating semiconductor laser“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 28, Nr. 9, S. 1600–1605, 1989.
- [164] C.-Y. Hsu, W.-H. Lan und Y. S. Wu, „Effect of thermal annealing of Ni/Au ohmic contact on the leakage current of GaN based light emitting diodes“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 83, Nr. 12, S. 2447–2449, 2003.
- [165] U. T. Schwarz, M. Pindl, W. Wegscheider, C. Eichler, F. Scholz, M. Furitsch, A. Leber, S. Miller, A. Lell und V. Härle, „Near-field and far-field dynamics of (Al,In)GaIn laser diodes“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 86, Nr. 16, 2005.
- [166] P. Kirkby, A. Goodwin, G. Thompson und P. Selway, „Observation of self-focusing in stripe geometry semiconductor lasers and the development of a comprehensive model of their operation“, *IEEE J. Quantum Electronics*, Bd. QE-13, S. 705–719, 1977.
- [167] U. T. Schwarz, M. Pindl, T. Schödl, M. Furitsch, A. Leber, A. Lell und V. Härle, „Waveguide optimization of blue laser diodes“, in *Proc. of the 4th NUSOD*, 2004, S. 86–87.
- [168] W. W. Chow und H. Amano, „Analysis of lateral-mode behavior in broad-area InGaIn quantum-well lasers“, *IEEE J. Quantum Electronics*, Bd. 37, Nr. 2, S. 265–273, 2001.
- [169] W. W. Chow, H. Amano und I. Akasaki, „Theoretical analysis of filamentation and fundamental-mode operation in InGaIn quantum well lasers“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 76, Nr. 13, S. 1647–1649, 2000.

-
- [170] C. Eichler, D. Hofstetter, W. W. Chow, S. Miller, A. Weimar, A. Lell und V. Härle, „Microsecond time scale lateral-mode dynamics in a narrow stripe InGaN laser“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 84, Nr. 14, S. 2473–2475, 2004.
- [171] M. Pindl, *Nahfelduntersuchungen an optischen Moden von (Al,In)GaN-Laserdioden*. Dissertation, Universität Regensburg, 2004.
- [172] S. Goto, M. Ohta, Y. Yabuki, Y. Hoshina, K. Naganuma, K. Tamamura, T. Hashizu und M. Ikeda, „Super high-power AlGaInN-based laser diodes with a single broad-area stripe emitter fabricated on a GaN substrate“, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Bd. 200, Nr. 1, S. 122–125, 2003.
- [173] D. A. Cohen, T. Margalith, A. C. Abare, M. P. Mack, L. A. Coldren, S. P. DenBaars und D. R. Clarke, „Catastrophic optical damage in GaInN multiple quantum wells“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 72, Nr. 25, S. 3267–3269, 1998.

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank geht an:

- die Firma OSRAM Opto Semiconductors GmbH für die Möglichkeit einer Industriepromotion, bei der man sich nie über zu wenig Proben beklagen konnte.
- Dr. Raimund Oberschmid für die freundliche Aufnahme in seine Dienststelle, die ein exzellentes Umfeld für wissenschaftliches Arbeiten bietet.
- Prof. Dr. Ferdinand Scholz für die Bereitschaft, die Betreuung dieser externen Promotion zu übernehmen.
- Prof. Dr. Joachim Wagner für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.
- Dr. Georg Brüderl für die intensive und sehr gute Betreuung, die vielen fachlichen Diskussionen und für die Unterstützung während sämtlicher Problemphasen.
- das gesamte Blau-Laserteam unter der Leitung von Alfred Lell für die gute Teamarbeit und für die Einblicke in die Welt der Epitaxie und Chiptechnologie, u.a. Dr. Stephan Miller, Dr. Adrian Avramescu, Andreas Leber, Christian Rumbolz, Dr. Michael Fehrer und Christine Höß.
- die Mitarbeiter der Analytik-Truppe für das hervorragende Arbeitsklima, die zahlreichen fachlichen und außerfachlichen Diskussionen und die Einarbeitung in die verschiedensten Messkisten. Namentlich erwähnen möchte ich Dr. Norbert Linder, Dr. Arndt Jaeger, Dr. Siegmund Kugler, Dr. Dominik Eisert, Dr. Sönke Tautz, Dr. Paola Altieri-Weimar, Wolfgang Teich und meinen Vorgänger Dr. Volker Kümmler.
- Dr. Ulrich T. Schwarz, Dr. Thomas Schödl, Dr. Markus Pindl und Dr. Karl Engl von der Uni Regensburg für die gute Zusammenarbeit und fürs Schreiben der Paper.
- Dr. Christoph Eichler von der Uni Ulm für die beste Montage der Laserdioden.
- Dr. Georg Brüderl, Dr. Wolfgang Schmid, Dr. Sönke Tautz und Dr. Uwe Strauß für das kritische Probelesen des Manuskripts, wodurch die Arbeit deutlich strukturierter und verständlicher wurde.
- meine Eltern für die Ermöglichung meiner Ausbildung und für die Unterstützung während der Promotion.

Lebenslauf

Persönliche Daten

08.01.1976 Geboren in Tett nang, Baden-Württemberg

Schul Ausbildung

08/1982 – 06/1986 Grundschule Kehlen
08/1986 – 06/1992 Realschule Tett nang
 Abschluss: mittlere Reife
08/1992 – 06/1995 Technisches Gymnasium Friedrichshafen
 Abschluss: allgemeine Hochschulreife

Wehrdienst

07/1995 – 04/1996 InstBtl Sigmaringen

Studium

10/1996 – 09/2002 Elektrotechnik an der Universität Ulm
 Vordiplom: 09/1998
 Diplom: 07/2002

Beruflicher Werdegang

10/2002 – 03/2003 Experimentalphysiker bei
 Zeiss Optronik GmbH in Oberkochen
04/2003 – 03/2006 Promotion bei
 OSRAM Opto Semiconductors GmbH in Regensburg
seit 04/2006 Entwicklungsingenieur bei
 OSRAM Opto Semiconductors GmbH in Regensburg

