

**Optimierung der Prozesstechnologie
und Steigerung der Zuverlässigkeit und Lebensdauer
von (InAlGa)N-basierten Halbleiterlaserdioden**

vorgelegt von

M. Eng.

Erik Freier

ORCID: 0000-0002-0380-0375

an der Fakultät II – Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzende: Prof. Dr. Kathy Lüdge

Gutachter: Prof. Dr. Michael Kneissl

Gutachter: Prof. Dr. Günther Tränkle

Gutachter: Prof. Dr. Ulrich T. Schwarz

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 25. Juni 2021

Berlin 2022

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden zuverlässigkeitsrelevante Aspekte der Chipprozessierung von (InAlGa)N-basierten Rippenwellenleiterlaserdioden mit einer Emissionswellenlänge von 400 nm untersucht. Als Ziel sollte bei einer hohen Chipausbeute pro Wafer die Lebensdauer der Laserdioden im Dauerstrichbetrieb gesteigert werden. Hierfür wurden zunächst einzelne Prozessschritte hinsichtlich ausbeute- und zuverlässigkeitslimitierender Aspekte untersucht. Entscheidend für eine Erhöhung der Ausbeute waren die Optimierungen der Abdünntechnologie für GaN-Substrate sowie des Spaltprozesses zur Erzeugung der Laserfacetten. Zur Erhöhung der Lebensdauer wurde die p-Kontakttechnologie optimiert und ein effizienterer Aktivierungsprozess der p-Leitfähigkeit etabliert. Anschließend wurden mithilfe der weiterentwickelten Prozesstechnologie Breitstreifen- und Rippenwellenleiterlaser hergestellt und systematische Analysen der Degradationsmechanismen durchgeführt. Dadurch konnten eine inhomogene p-Leitfähigkeit und Degradationseffekte der Laserfacetten als Hauptursachen für die beobachteten Alterungseffekte identifiziert und die dabei ablaufenden Prozesse beschrieben werden.

Die Ausbeute an betriebsfähigen Laserchips kann sowohl durch Materialverlust während des Herstellungsprozesses als auch durch prozessbedingte Totalausfälle zu Beginn des Betriebs begrenzt werden. Während der Prozessierung ist das Abdünnen der GaN-Substrate der kritischste Schritt, da ein Bruch des Wafers direkt zum Verlust von Wafermaterial führt. Zur Stabilisierung dieses Prozessschritts wurde ein zweistufiger Abdünnprozess entwickelt. Hierbei wird zunächst mit einem 27 μm großen Siliziumcarbidkorn und einem Anpressdruck von 25 g/cm^2 das Substrat geläpft. Abschließend erfolgt ein weiterer kurzer Läppschritt mit einem 9 μm großen Borcarbidkorn zur Erhöhung der Oberflächengüte und Reduzierung der eingebrachten Störschichtdicke. Durch diesen Prozess konnte, bei gleichzeitiger Reduktion der Substratzielstärke von 200 μm auf 150 μm , die Ausbeute an bruchfreien Wafern von 35 % auf 90 % gesteigert werden.

In direktem Zusammenhang mit dem Abdünnprozess steht das Vereinzeln des Wafers in Laserriegel. Hierfür wurde anstelle des Diamantritzprozesses ein Laserritzprozess etabliert. Entscheidend für die spätere Spaltqualität war neben der absoluten Ritztiefe von ca. 90 μm deren Homogenität entlang des Ritzgrabens. Diese wurde durch einen konstanten Pulsüberlapp während des gesamten Ritzprozesses erzielt. Zur zusätzlichen Erhöhung der Spalttreue wurden Trenngräben, in denen die Epitaxiestruktur weggeätzt wird, entlang der vorgegebenen Ritzstraßen eingeführt. Durch die Kombination dieser Technologieentwicklungen konnte die Ausbeute an korrekt gespaltenen Laserriegeln auf über 90 % erhöht werden. Die gleichzeitige Erhöhung der Facettenqualität spiegelte sich in der reduzierten Streuung der Laserschwellenstromdichte auf einem Wafer von 2 kA/cm^2 auf 0,5 kA/cm^2 wider. Das elektrische Durchbrechen der Laserdioden bei der ersten elektro-optischen Charakterisierung im Puls- oder Dauerstrichbetrieb ließ sich auf Metallüberhänge an der Laserfacette zurückführen. Diese erzeugten einen elektrischen Nebenschluss vom p-Kontakt

zum n-GaN. Durch das Zurückziehen der Metallisierung von der Chipkante konnte dieses Problem vollständig beseitigt werden.

Untersuchungen der p-Kontakte ergaben, dass Löcher im Pd-Kontaktmetall sowie Hohlräume an der Pd/p-GaN-Grenzfläche nach der Formierung des Kontakts entstanden. Durch eine zusätzliche Pt-Schicht oberhalb der Pd-Kontaktschicht zusammen mit einer optimierten Reinigungsprozedur und Formierung konnten diese Inhomogenitäten verhindert und der spezifische Kontaktwiderstand um eine Größenordnung auf etwa $3 \times 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ reduziert werden.

Im Rahmen der Alterungsuntersuchungen konnten im Wesentlichen zwei lebensdauerbegrenzende Mechanismen identifiziert werden. Der erste Effekt ist die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation. Hierbei steigt im Dauerstrichbetrieb bei gleichzeitigem Abfall der Lichtleistung die Betriebsspannung stufenförmig an. Systematische Variationen von einzelnen Prozessschritten und Betriebsbedingungen führten zusammen mit Elektrolumineszenzuntersuchungen der aktiven Zone zu einem Modell dieses Degradationsmechanismus. So ist eine betriebsinduzierte Veränderung des Löcherstroms zur aktiven Zone, wodurch die stromdurchflossene Fläche und somit der gepumpte Bereich innerhalb der aktiven Zone verringert werden, ursächlich für diesen Effekt. Eine optimierte Aktivierung der p-Leitfähigkeit unter Stickstoff-Sauerstoffatmosphäre (Verhältnis 7:3) konnte das Verhältnis von Mg- zu H-Konzentration von 3 auf 20 erhöhen und somit diesen Effekt zu höheren Stromdichten bzw. größeren Alterungsdauern verschieben. Eine minimale Rippenätztiefe bis in die Elektronenblockierschicht zusammen mit der Verwendung eines wasserstoffarmen SiO_2 -Isolators führten zu einer weiteren Stabilisierung der Betriebsspannung. So konnten Rippenwellenleiterlaser mit Schwellenstromdichten und -spannungen von $2,5 \text{ kA/cm}^2$ und $5,5 \text{ V}$ hergestellt werden, welche bei Raumtemperatur und Ausgangsleistungen bis ca. 20 mW Lebensdauern von mehreren 100 h bei stabiler Betriebsspannung aufwiesen.

Als zweiter Alterungsmechanismus wurde die Facettendegradation identifiziert. So führt unter Laboratmosphäre der Dauerstrichbetrieb zur Bildung einer SiO_x -Schicht auf den Laserfacetten. Dies sorgt für eine Modulation der Facettenreflektivität. Die Folge sind Instabilitäten der Laserleistung. Da als Quelle für die Ablagerungen die Laboratmosphäre identifiziert werden konnte, sollten hermetische Einhausungen der Laser in definierten Atmosphären dieses Problem lösen.

Die hier vorgestellten Untersuchungen und Weiterentwicklungen führten zu einer Erhöhung der Lebensdauer von Rippenwellenleiterlasern von wenigen Stunden auf mehrere 100 h bei einer gleichzeitig deutlich gestiegenen Ausbeute an dauerstrichfähigen Laserdioden. Zusätzlich konnten Optimierungspotenziale in der Epitaxie und Facettentechnologie aufgezeigt und Empfehlungen für zukünftige Entwicklungen gegeben werden.

Abstract

In the present work, reliability relevant aspects of the processing of (InAlGa)N-based laser diodes with an emission wavelength of 400 nm were investigated. The aim was to increase the lifetime of the laser diodes in continuous wave operation with a high chip yield per wafer. For this purpose, individual steps of the chip processing which limit yield and reliability were examined. Optimization of the thinning technology for GaN substrates and the cleavage process for generating the laser facets were crucial for increasing the yield. To increase the lifetime, the p-contact technology was optimized and an efficient activation process of the p-conductivity was established. Then, using the advanced chip process technology, broad-area and ridge-waveguide lasers were fabricated and systematic analyzes of the degradation mechanisms were carried out. This made it possible to identify inhomogeneous p-conductivity and degradation effects of the laser facets as the main causes of the observed aging effects and to describe the processes involved.

The yield of working laser chips can be limited both by material loss during the manufacturing process and by process-related total failures at the beginning of operation. During chip processing, the thinning of the GaN-substrates is the most critical step, as a breakage of the wafer leads directly to the loss of wafer material. A two-step thinning process was developed to stabilize this process step. First, the substrate is lapped with a 27 μm silicon carbide grain and a pressure of 25 g/cm^2 . Afterwards, another short lapping step with a 9 μm boron carbide grain reduces the extent and depth of surface near crystal damage. This process enabled the yield of break-free wafers to be increased from 35 % to 90 % while reducing the target substrate thickness from 200 μm to 150 μm .

The separation of the wafer into laser bars is directly related to the thinning process. A laser scribing process was established as a substitute for diamond scribing. In addition to the laser scribed groove depth of approx. 90 μm , a homogeneous scribing depth along the groove was decisive for the later quality of the cleavage surface. This was achieved through a constant pulse overlap during the entire scribing process. Separating trenches, in which the epitaxial structure is etched away, were introduced along the specified cleaving streets to further increase the cleaving accuracy. By combining these technological developments, the yield of correctly cleaved laser bars could be increased to over 90 %. The simultaneous increase in the facet quality resulted in reduced scatter of the laser threshold current density on a wafer from 2 kA/cm^2 to 0.5 kA/cm^2 . The electrical breakdown of the laser diodes during the first electro-optical characterization in pulse or continuous wave operation could be traced back to overhanging metal on the laser facet. The effect created an electrical shunt from the p-contact to the n-GaN. By removing the metallization from the chip edge, this problem was eliminated.

Investigations of the p-contacts showed that holes in the Pd contact metal as well as voids at the Pd/p-GaN interface were created after the contact was annealed. An additional Pt covering layer on the Pd contact layer together with an optimized cleaning procedure and

annealing process prevented these inhomogeneities and the specific contact resistance was reduced by an order of magnitude to around $3 \times 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$.

During the aging measurements, essentially two lifetime-limiting mechanisms could be identified. The first effect is the coupled voltage output power degradation. In this case, the operating voltage increases in a stepwise manner in continuous wave operation with a simultaneous drop in output power. Systematic variations of individual chip processing steps and operating conditions, together with electroluminescence examinations of the active region, led to a model of this degradation mechanism. An operation-induced change in the hole current to the active region is the cause of this effect. As a result, the current-carrying area of the active region decreases. Optimized activation of the p-type conductivity in a nitrogen-oxygen atmosphere (ratio of 7:3) could increase the ratio of Mg to H concentration from 3 to 20 and thus shift this effect to higher current densities or longer operation times. A minimal ridge etching depth down to the electron blocking layer together with the use of a low-hydrogen containing SiO_2 insulator further stabilized the operating voltage. In this way, ridge waveguide lasers with threshold current densities and voltages of 2.5 kA/cm^2 and 5.5 V with lifetimes of several 100 hours at output powers up to 20 mW at room temperature and a stable operating voltage were achieved.

Facet degradation was identified as a second aging mechanism. In a laboratory atmosphere, continuous wave operation leads to the formation of a SiO_x layer on the laser facets. This effect changes the facet reflectivity. The consequence is an instability of the laser power. Since the laboratory atmosphere could be identified as the source for the deposits, hermetic enclosures for the lasers in defined atmospheres should solve this problem.

The investigations and developments presented here allowed to increase the lifetime of ridge waveguide lasers from a few hours to several 100 hours and simultaneously to increase the yield of laser diodes capable of continuous wave operation. In addition, optimization potentials in epitaxy and facet technology were shown and recommendations for future developments were given.

Eigene Veröffentlichungen

Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht:

In wissenschaftlichen Artikeln:

1. J. H. Kang, H. Wenzel, V. Hoffmann, **E. Freier**, L. Sulmoni, R.-S. Unger, S. Einfeldt, T. Wernicke, and M. Kneissl, “DFB laser diodes based on GaN using 10th order laterally coupled surface gratings,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, no. 3, pp. 231–234, 2017.
2. M. Norman-Reiner, **E. Freier**, A. Mogilatenko, I. Ostermay, V. Hoffmann, R. Szukiewicz, O. Krüger, D. Hommel, S. Einfeldt, M. Weyers, *et al.*, “Structural and electrical properties of Pd/p-GaN contacts for GaN-based laser diodes,” *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, vol. 38, no. 3, p. 032211, 2020.
3. J. H. Kang, H. Wenzel, **E. Freier**, V. Hoffmann, O. Brox, J. Fricke, L. Sulmoni, M. Matalla, C. Stölmacker, M. Kneissl, *et al.*, “Continuous-wave operation of DFB laser diodes based on GaN using 10th-order laterally coupled surface gratings,” *Optics letters*, vol. 45, no. 4, pp. 935–938, 2020.
4. **E. Freier**, J. Glaab, J. Ruschel, V. Hoffmann, J. H. Kang, M. Norman-Reiner, H. Wenzel, M. Kneissl, and S. Einfeldt, “Influence of the hydrogen level in (InAlGa)N-based laser diodes on the stability of the device’s operating voltage,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 54, no. 13, p. 135103, 2021.

Auf internationalen Konferenzen:

1. **E. Freier**, M. Reiner, A. Mogilatenko, I. Ostermay, V. Hoffmann, U. Zeimer, J. H. Kang, R. Szukiewicz, D. Hommel, S. Einfeldt, M. Weyers, G. Tränkle, „Structural and electrical properties of Pd/p-GaN contacts used for GaN-based laser diodes“, EDS, 2018, Thessaloniki, Griechenland (mündliche Präsentation).

Inhaltsverzeichnis

Eigene Veröffentlichungen.....	V
1 Einleitung	1
2 Aufbau und Charakterisierung von GaN-basierten Laserdioden.....	5
2.1 Verwendete Laser-Heterostruktur.....	5
2.2 Herstellung von gewinngeführten Breitstreifenlasern	7
2.3 Herstellung von indexgeführten Rippenwellenleiterlasern.....	10
2.4 Verwendete Methoden zur elektrischen und optischen Charakterisierung der Laserdioden.....	15
3 Zuverlässigkeitsrelevante Aspekte der Prozessierung von GaN-basierten Laserdioden.....	21
3.1 Ohm'sche Kontakte auf p-GaN	21
3.1.1 Prozessierung von Pd- und Pt-basierten p-Kontakten	22
3.1.2 Einfluss der Aktivierung der p-Leitfähigkeit auf den Kontaktwiderstand ...	31
3.2 Dielektrische Isolatorschichten.....	35
3.3 Herstellung von GaN-Laserchips.....	39
3.3.1 Abdünnen von 2 Zoll GaN-Substraten	40
3.3.2 Definiertes Spalten der Laserfacetten mit hoher Ausbeute	45
4 Einfluss der Aktivierung der p-Leitfähigkeit auf die Laserparameter und die Stabilität von GaN-basierten Breitstreifenlasern.....	57
4.1 Einfluss der Aktivierung auf die Laserparameter	58
4.1.1 Abschätzung der optischen Verluste	59
4.1.2 Auswirkungen der Aktivierung auf die Betriebsspannung.....	61
4.2 Stabilität der Flussspannung im cw-Betrieb	64
4.2.1 Einfluss des p-Kontaktmetalls und der Aktivierungsbedingungen auf die Spannungsstabilität	65
4.2.2 Zusammenfassung und Interpretation der beobachteten Alterungseffekte der Betriebsspannung	70
4.3 Zunahme der Laserschwelle während der Alterung	72

5	Alterungsphänomene bei RW-Lasern auf GaN-Basis	77
5.1	Charakterisierung der RW-Laser vor den Lebensdaueruntersuchungen	79
5.1.1	Einfluss der Technologievariationen auf die elektrischen Eigenschaften der RW-Laser	79
5.1.2	Vergleich der Laserkennlinien im Puls- und Dauerstrichbetrieb	83
5.2	Gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation der RW-Laser	85
5.2.1	Einfluss der Isolatoren SiN_x und SiO_2 auf die Stabilität der RW-Laser.....	86
5.2.2	Stromdichteabhängigkeit des Degradationsverhaltens.....	89
5.2.3	Einfluss der Rippenkante auf das Degradationsverhalten.....	92
5.2.4	Einfluss der Aktivierung auf das Degradationsverhalten.....	97
5.2.5	Einfluss der Temperatur auf das Degradationsverhalten.....	98
5.2.6	Elektrolumineszenzuntersuchungen an degradierten RW-Lasern.....	99
5.2.7	Modell der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation.....	104
5.3	Spannungsunabhängige Ursachen für Leistungsschwankungen während der Alterung	108
5.3.1	Stabilität der Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb	109
5.3.2	Untersuchungen von lichtinduzierten Veränderungen an den Laserfacetten	113
6	Zusammenfassung und Ausblick	119
	Abbildungsverzeichnis	125
	Tabellenverzeichnis	133
	Abkürzungsverzeichnis	135
	Literaturverzeichnis	139
	Danksagung	152

1 Einleitung

Laserdioden mit einer Emission im blauen bis nahen ultravioletten Spektralbereich ermöglichen die Erschließung einer Vielzahl von Anwendungsfeldern. Hierbei ist die Entwicklung in der optischen Datenspeicherung ein Bereich, der bis in den Alltag der meisten Menschen vorgedrungen ist. So führte der Wechsel von rot zu blau emittierenden Halbleiterlasern zu der Weiterentwicklung von der DVD zur Blu-ray Disc. Durch die Verringerung der Wellenlänge von 635 nm auf 405 nm konnte die Datenmenge von 4,7 GByte auf etwa 25 GByte [1, 2] pro Datenträger erhöht werden. Neben diesem vermutlich bekanntesten Anwendungsgebiet werden blaue Laserdioden heutzutage ebenfalls für Laserdrucker und -projektoren, in der Medizintechnik, der Bioanalytik, der Materialbearbeitung und der Spektroskopie eingesetzt. Aufgrund der Diversität dieser Anwendungsfelder werden auch verschiedenste Anforderungen an die Laserparameter, wie bspw. Ausgangsleistung, Linienbreite oder Strahlqualität, gestellt. Gemein ist jedoch allen Anwendungen, dass Laserdioden mit hoher Stabilität und möglichst langer Lebensdauer benötigt werden.

Erste blau emittierende Laserdioden wurden auf der Basis von II-VI-Verbindungshalbleitern aus dem ZnSe-Materialsystem hergestellt [3]. Das Problem der geringen Lebensdauer im Dauerstrichbetrieb (cw-Betrieb) konnte für Laser aus diesem Materialsystem jedoch nie vollständig gelöst werden [3, 4].

Parallel dazu fanden Forschungsarbeiten zur Realisierung von blauen Lasern mit dem III-V-Verbindungshalbleiter GaN statt. Hier war zunächst die schwer zu realisierende p-Dotierung das größte Hindernis bei der erfolgreichen Entwicklung von elektrisch gepumpten Halbleiterlasern. Im Jahr 1989 stellten Amano et al. [5] fest, dass mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie (MOCVD, engl.: metal-organic chemical vapour deposition) gewachsene und mit Magnesium dotierte GaN-Schichten zunächst elektrisch isolierend sind. Erst eine anschließende Bestrahlung mit niederenergetischen Elektronen führte zur p-Leitfähigkeit der Schichten. Nakamura et al. [6] gelang 1992 die Aktivierung der p-Leitfähigkeit von GaN:Mg durch thermische Behandlung des Materials. Die Notwendigkeit eines Aktivierungsschritts lässt sich durch den MOCVD-Wachstumsprozess erklären. Hier sind sowohl in den Trägergasen als auch in den reaktiven Ausgangsstoffen wie dem Ammoniak und den Metallorganika große Mengen Wasserstoff vorhanden. Dies führt zum Einbau von elektrisch neutralen Mg-H-Komplexen [7]. Durch den Temperaturschritt werden die Komplexe aufgebrochen und die Mg-Akzeptoren aktiviert. Die exakten physikalischen Vorgänge bei der Aktivierung der p-Leitfähigkeit von GaN:Mg-Schichten waren in der Vergangenheit [7-12] und sind auch heutzutage noch Gegenstand der wissenschaftlichen Forschung [13-19].

Im Jahr 1996 gelang Nakamura et al. [20, 21] die Realisierung des ersten elektrisch gepumpten Halbleiterlasers auf der Basis von GaN. Aufgrund mangelnder Verfügbarkeit von GaN-Substraten wurden die damaligen Laser auf Saphir-Substraten hergestellt. Durch Optimierungen in der Epitaxie und der Prozesstechnologie konnten in den nächsten Jahren cw-Lebensdauern bis zu einigen 10 h erzielt werden [22-25]. In den Folgejahren war vor allem die Entwicklung der Substrattechnologie die Triebkraft zur weiteren Erhöhung der Lebensdauer. Durch Strukturieren und selektives Überwachsen (ELOG, engl.: epitaxial lateral overgrowth) der Saphir Substrate mit GaN konnten die Versetzungsdichten von 10^9 cm^{-2} bis 10^{10} cm^{-2} auf etwa $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$ reduziert werden [26-28]. Damit einher ging eine Erhöhung der Lebensdauer auf einige 1.000 h [29-32]. Heutzutage sind GaN-Substrate mit Versetzungsdichten im Bereich von 10^5 cm^{-2} erhältlich [33]. Auf solchen Substraten hergestellte, kommerziell erhältliche Laser erreichen Lebensdauern von einigen 10.000 h [34-37].

Weltweit gibt es nur wenige Hersteller (wie Nichia oder OSRAM Opto Semiconductors), die Laserdioden auf GaN-Basis vertreiben. Dies führte zu einer Einengung des Produktportfolios. So sind Laserdioden, deren Eigenschaften auf eine bestimmte Anwendung zugeschnitten sind, häufig nicht erhältlich. Daher hat sich das Ferdinand-Braun-Institut gGmbH, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH) dazu entschlossen, maßgeschneiderte (InAlGa)N-Laserdioden mit hoher Zuverlässigkeit zu entwickeln.

Obwohl die kommerziell erhältlichen Laserdioden beeindruckende Lebensdauern aufweisen, sind die Ausfall- und Degradationsmechanismen nur bedingt bekannt. So ist die Abhängigkeit der Lebensdauer von der Defektdichte, wie bereits beschrieben, klar nachweisbar [31, 32, 35, 36]. Die physikalischen Gründe dafür sind jedoch nicht eindeutig geklärt. In der Literatur werden hauptsächlich verschiedene Mechanismen zur Generation von nichtstrahlenden Rekombinationszentren [38-41] in der und Diffusion von Mg zur aktiven Zone [42, 43] als Ursachen für einen Abfall der optischen Ausgangsleistung diskutiert. Zusätzlich wurden verschiedenste betriebsinduzierte Ablagerungen auf den Laserfacetten gefunden [44-47], welche ebenfalls als Ursache für einen Abfall der Ausgangsleistung betrachtet werden. Das abgelagerte Material hängt dabei von der Laserwellenlänge, einer möglichen Facettenbeschichtung und der Umgebungsatmosphäre ab. Allerdings ist auch hier die Datenlage nicht eindeutig. So konnten Schoedl et al. [46] durch eine Facettenbeschichtung Ablagerungen an den Facetten verhindern, während bei Marona et al. [47] diese unabhängig von der Facettenpräparation auftraten.

Neben dem Abfall der optischen Ausgangsleistung sind auch Instabilitäten der Betriebsspannung bei GaN-basierten Laserdioden bekannt. Diese werden zumeist mit Degradationseffekten an den p-Kontakten assoziiert [48, 49]. Studien an (InAlGa)N-basierten Leuchtdioden (LEDs) konnten auch einen Einfluss der vorhandenen Wasserstoffkonzentration im Halbleiter auf die Spannungsstabilität zeigen [50-52]. Der Ursprung des Wasser-

stoffs kann dabei sowohl prozessbedingt sein, als auch in einer ungenügenden Aktivierung der p-Leitfähigkeit begründet liegen. Systematische Studien zum Einfluss des Wasserstoffs auf die Zuverlässigkeit und Lebensdauer von (InAlGa)N-Laserdioden sind dabei nicht bekannt.

Zu Beginn dieser Arbeit lagen erste am FBH auf GaN-Substraten gewachsene Laserstrukturen vor. Mit diesen Bauelementen konnte im gepulsten Modus ein Laserbetrieb erzielt werden. Im cw-Betrieb lagen die Lebensdauern zwischen einigen Minuten und wenigen Stunden. Ziel dieser Arbeit war es daher, bei einer hohen Chipausbeute pro Wafer die Zuverlässigkeit und Lebensdauer der Laserdioden zu steigern. Hierfür wurden die Chipprozess-technologie optimiert und systematische Analysen der Degradationsmechanismen an der zur Verfügung stehenden Epitaxiestruktur durchgeführt. Die hier vorgestellten Untersuchungen und Weiterentwicklungen führten zu einer Erhöhung der Lebensdauer von Rippenwellenleiter-Lasern (RW-Lasern) auf mehrere 100 h bei einer gleichzeitig deutlich gestiegenen Ausbeute an cw-fähigen Laserdioden. Zusätzlich konnten Optimierungspotenziale in der Epitaxie und Facettentechnologie aufgezeigt und Empfehlungen für zukünftige Entwicklungen gegeben werden.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen zum einen dafür genutzt werden, durch weiterführende Technologie- und gezielte Epitaxieoptimierungen die Lebensdauern zukünftig noch weiter zu erhöhen. Zum anderen sollen auf der Basis der Technologieplattform für die hier untersuchten Breitstreifen- und RW-Laser auch komplexere Laserstrukturen wie Trapez-, DBR- (engl.: Distributed Bragg Reflector) und DFB-Laser (engl.: Distributed Feedback) mit hoher Zuverlässigkeit entwickelt werden.

Aufbau der Arbeit

In Kapitel 2 wird zunächst die für diese Arbeit verwendete Epitaxiestruktur vorgestellt. Zum besseren Verständnis der später durchgeführten Technologieoptimierungen werden anschließend die Herstellungsverfahren der in dieser Arbeit verwendeten Laserdioden erläutert. Abschließend folgt eine kurze Erklärung der angewandten elektro-optischen Charakterisierungsverfahren.

In Kapitel 3 werden einzelne Schritte der Prozesstechnologie näher untersucht und optimiert. Der Fokus liegt dabei auf der Erhöhung der Zuverlässigkeit des Herstellungsprozesses sowie der späteren Laserperformance. Im Detail werden zuerst die p-Kontakte optimiert. Danach werden die verwendeten dielektrischen Isolatorschichten vorgestellt und deren Einfluss auf die Funktionsweise der Laser diskutiert. Im letzten Teil des Kapitels wird die Ausbeute bei der Erzeugung von Laserchips durch die Optimierung des Substratabdünnverfahrens, des Chipdesigns sowie des Spaltverfahrens thematisiert.

Anschließend wird in Kapitel 4 der Einfluss der Aktivierung der p-Leitfähigkeit, und damit der Wasserstoffkonzentration im Halbleiter, auf die Stabilität von Breitstreifenlasern unter-

sucht. Hier werden zunächst die Auswirkungen verschiedener Aktivierungsmethoden auf die Laserschwelle und die Betriebsspannung analysiert. Als Nächstes erfolgt die Diskussion der Alterungsmessungen von Breitstreifenlasern. Der Fokus liegt hierbei auf der Stabilität der Betriebsspannung. Ein Degradationsmechanismus, der zu einem charakteristischen Anstieg der Betriebsspannung führt, wird näher untersucht und die beobachteten Effekte werden physikalischen Vorgängen im Halbleiter zugeordnet. Am Ende des Kapitels werden die Auswirkungen des Langzeitbetriebs auf die Laserschwelle diskutiert.

Aufbauend auf den Erkenntnissen aus den Kapiteln 2 bis 4 wurden mit einigen Technologievariationen RW-Laser prozessiert. In Kapitel 5 werden die Alterungsuntersuchungen an diesen Lasern vorgestellt. Dafür wurden die Laser zunächst im Puls- und cw-Betrieb charakterisiert und anhand dieser Messungen der Einfluss der Technologievariationen diskutiert. Nachfolgend werden zwei separate Alterungsmechanismen betrachtet, die spannungsabhängige und die spannungsunabhängige Degradation der Ausgangsleistung. Für erstere werden systematisch technologische und messtechnische Einflussgrößen bestimmt und anschließend ein physikalisches Modell für diesen Mechanismus aufgestellt. Abschließend wurden zum Verständnis der spannungsunabhängigen Instabilitäten der Ausgangsleistung Untersuchungen mit dem Transmissionselektronenmikroskop (TEM) an den Laserfacetten durchgeführt.

In Kapitel 6 werden die erzielten Ergebnisse noch einmal zusammengefasst und ein Ausblick auf weitere Optimierungspotenziale gegeben.

2 Aufbau und Charakterisierung von GaN-basierten Laserdioden

Der Fokus dieser Arbeit liegt u. a. darauf, die Einflüsse einzelner Schritte der Prozesstechnologie auf die Zuverlässigkeit von GaN-basierten Laserdioden zu identifizieren. Aufbauend auf diesen Erkenntnissen wird der Herstellungsprozess bezüglich der Lebensdauer und Ausbeute der Laserdioden optimiert. In diesem Kapitel wird daher zunächst ein Überblick über die verwendeten Laserstrukturen und die zugehörigen Prozesse zur Herstellung dieser Bauelemente gegeben.

Im ersten Teil des Kapitels wird die Epitaxiestruktur der Bauelemente vorgestellt. Zur Charakterisierung der Epitaxie sowie für erste Stabilitätsmessungen wurden für diese Arbeit Breitstreifenlaser genutzt. Daher wird anschließend der Herstellungsprozess dieser Bauelemente erläutert. Im zweiten Teil des Kapitels wird ein Überblick über den Prozessablauf zur Herstellung der RW-Laser gegeben. Hier wird insbesondere auf die Rippenätzung und deren Auswirkungen auf das spätere Bauelement eingegangen. Abschließend werden die in dieser Arbeit verwendeten Messmethoden zur elektro-optischen Charakterisierung der hergestellten Bauelemente kurz beschrieben.

2.1 Verwendete Laser-Heterostruktur

Das Schichtwachstum der in dieser Arbeit untersuchten (InAlGa)N-Laserdioden wurde mittels MOCVD realisiert. Bei diesem Verfahren werden Trimethyl-Gallium oder Triethyl-Gallium als metallorganische Quellen für das Gallium verwendet. Als Quelle für den Stickstoff wird Ammoniak genutzt. Unter der Verwendung von Trägergasen (Wasserstoff oder Stickstoff) werden die Reaktionspartner über das geheizte Substrat geleitet. Dort scheiden sich bei geeigneter Prozesstemperatur und Druck durch thermische Dissoziation die gewünschten Elemente ab und eine epitaktische Schicht wächst auf dem Substrat.

Für die in dieser Arbeit verwendeten Laserstrukturen wurden defektarme GaN-Substrate (c-Ebene) mit einem Durchmesser von 2 Zoll von zwei unterschiedlichen Herstellern, der Fa. Mitsubishi Chemical Holdings Group und der Fa. Saint-Gobain Lumilog, benutzt. Prinzipiell hat das verwendete Substrat einen maßgeblichen Einfluss auf die Qualität der darauf gewachsenen Schichten. Beide Hersteller geben für die Kristallqualität ihrer Substrate sehr ähnliche Kenndaten an. So liegt die Dichte an Durchstoßversetzungen bei ca. $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$ und der Winkel der Substratoberfläche zur c-Ebene (sogenannter Miscut-Winkel) im Waferzentrum bei etwa $0,4^\circ$ bis $0,5^\circ$. Die Ladungsträgerkonzentration für die n-dotierten Substrate beider Hersteller beträgt etwa $1-2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Die resultierenden

spezifischen Widerstände sind bei beiden Substraten $\leq 2 \times 10^{-2} \Omega\text{cm}$. Aufgrund der Ähnlichkeit der Eigenschaften der Substrate konnten auch keine signifikanten Unterschiede zwischen Bauelementen mit diesen beiden Substraten festgestellt werden. Änderungen in der Prozesstechnologie in Abhängigkeit vom Substrat würden sich ergeben, wenn nach dem epitaktischen Schichtwachstum die Verbiegung der Wafer grundlegend verschieden wäre. Für beide Substrate liegt der Radius der Verbiegung der Wafer nach der Epitaxie im Bereich zwischen 5 m und 10 m, sodass keine Abweichungen in der Prozesstechnologie nötig waren. Da sich weder technologisch noch aufgrund der Bauteilperformance signifikante Unterschiede zwischen den Substraten ergaben, werden im Rahmen dieser Arbeit keine weiteren Untersuchungen zu dem Einfluss der verschiedenen Substrate durchgeführt.

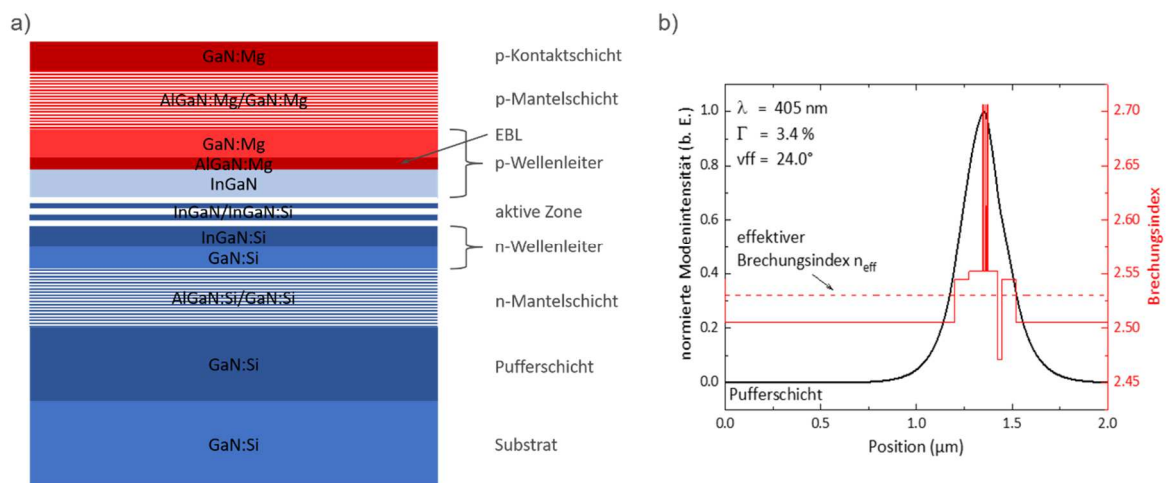


Abbildung 2.1: Die verwendete Epitaxiestruktur: in a) schematische (nicht maßstabsgetreue) Darstellung der einzelnen Schichten und in b) Simulation der geführten transversalen Mode bei einer Wellenlänge von 405 nm mit dem berechneten Füllfaktor Γ und dem vertikalen Fernfeldwinkel vff

Die Substrate werden von den Herstellern „epitaxiebereit“ geliefert. Daher findet vor dem Wachstum keine zusätzliche Reinigung statt. In einem ersten Schritt wird eine etwa $2 \mu\text{m}$ dicke GaN:Si-Pufferschicht gewachsen. Diese Schicht dient als Grundlage für das epitaktische Wachstum der optisch aktiven Schichten. Um eine ähnliche elektrische Leitfähigkeit wie die der Substrate zu erzielen, hat die Pufferschicht eine Si-Dotierung von etwa $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Anschließend erfolgt das Wachstum der ersten optisch aktiven Schicht, der Mantelschicht. Diese besteht auf der n-leitenden Seite des Halbleiters aus einem kurzperiodischen Supergitter von 200 jeweils $2,5 \text{ nm}$ dicken GaN:Si/ $\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{N}$:Si-Schichten. Die Si-Dotierung beträgt ca. $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Nach der Mantelschicht folgt das Wachstum des Wellenleiters. Dieser besteht aus zwei Schichten. Die erste ist eine 75 nm dicke GaN:Si-Schicht und die zweite eine 60 nm dicke $\text{In}_{0,01}\text{Ga}_{0,99}\text{N}$:Si-Schicht. Beide haben eine Si-Konzentration von ca. $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Nach dem Wachstum des Wellenleiters folgt die aktive Zone. Diese besteht aus drei $3,5 \text{ nm}$ dicken $\text{In}_{0,08}\text{Ga}_{0,92}\text{N}$ -Mehrfachquantenfilmen. Die Quantenfilme sind durch 7 nm dicke $\text{In}_{0,02}\text{Ga}_{0,98}\text{N}$:Si-

Barrieren getrennt. Die Barrieren haben eine mittlere Si-Konzentration von $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Die Barriere nach dem letzten Quantenfilm ist 20 nm dick und undotiert. Im Anschluss an die aktive Zone beginnt das Wachstum des Wellenleiters auf der p-leitenden Seite des Halbleiters. Dieser besteht aus zwei Teilen. Der untere Teil ist eine ca. 60 nm dicke, undotierte $\text{In}_{0,02}\text{Ga}_{0,98}\text{N}$ -Schicht. Danach folgt die Elektronenblockierschicht (der EBL, engl: electron blocking layer), welche eine energetische Barriere für die Elektronen darstellt. Der EBL besteht aus einer 20 nm dicken $\text{Al}_{0,16}\text{Ga}_{0,84}\text{N:Mg}$ -Schicht. Die Mg-Dotierung beträgt ca. $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Anschließend folgt der zweite Teil des Wellenleiters. Dieser ist eine etwa 45 nm dicke GaN:Mg -Schicht mit einer Mg-Dotierung von etwa $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Danach wird die Mantelschicht gewachsen. Diese besteht, wie auf der n-leitenden Seite, aus einem kurzperiodischen Supergitter aus diesmal jeweils 100 Schichten von je 2,5 nm dicken $\text{Al}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{N:Mg/GaN:Mg}$. Die Mg-Dotierung innerhalb der Mantelschicht beträgt etwa $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Abschließend folgt eine 80 nm dicke, hochdotierte GaN:Mg -Schicht. Diese dient als Kontaktschicht und ist essenziell für das Erreichen von Ohm'schen p-Kontakten. Die Dotierhöhe liegt bei etwa $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Ein schematischer Überblick über die gesamte Epitaxiestruktur ist in Abbildung 2.1a zu sehen. Diese Epitaxiestruktur wurde für alle in dieser Arbeit vorgestellten Laserprozesse verwendet.

Aufgrund der vorgestellten Epitaxiestruktur ergibt sich in vertikaler Richtung durch das Brechungsindexprofil des Schichtstapels eine Wellenführung. Diese wurde im Rahmen dieser Arbeit mit dem Programm QIP2 berechnet. Die physikalischen Grundlagen dieses Programms sind ausführlich in [53] beschrieben. Die Software berechnet anhand der Dicke, Komposition und Dotierung jeder einzelnen Schicht die transversal ausbreitungsfähigen Moden für eine vorgegebene Wellenlänge. Dabei nutzt das Programm die effektive-Index-Methode. Die Brechungsindizes und Absorptionskoeffizienten einzelner Schichten können durch verschiedene Modelle [54-56] bestimmt werden (siehe auch Kapitel 4.1.1). So lässt sich für die vorgegebene Schichtstruktur zeigen, dass in transversaler Richtung nur die Grundmode ausbreitungsfähig ist (siehe Abbildung 2.1b).

2.2 Herstellung von gewinngeführten Breitstreifenlasern

Zur Charakterisierung der Epitaxiestruktur würde sich ein vollständiger Chipprozess zur Herstellung von RW-Lasern nicht eignen, da dieser mit einer Gesamtdauer von etwa 12 Wochen zu lang wäre und der komplexe Prozess selber einen großen Einfluss auf die Performance der Bauteile hat. Daher werden hierfür am FBH gewinngeführte Breitstreifenlaser genutzt. Diese sind mit weniger Prozessschritten schneller herzustellen. In Abbildung 2.2 ist ein schematischer Überblick über den Prozessverlauf dargestellt. Aufgrund der Breite der p-Kontakte ($40 \mu\text{m}$) und der nicht optimierten Wärmeabfuhr rollen diese Laser im cw-Betrieb vor dem Erreichen der Laserschwelle thermisch über. Daher erfolgt die Charakterisierung der Epitaxie im gepulsten Betrieb (siehe Kapitel 2.4). Zusätzlich zu den ge-

pulsten Messungen wurden die Breitstreifenlaser im Rahmen dieser Arbeit für Langzeituntersuchungen im cw-Betrieb genutzt. Auch wenn die Laserdioden in diesem Betriebsmodus nur spontan Licht emittieren, lassen sich so Erkenntnisse über die Stabilität der Betriebsspannung, die Abnahme der spontanen Emission und die Entwicklung der gepulsten Laserschwelle in Abhängigkeit des verwendeten Alterungsstroms erzielen und somit Aussagen über ablaufende Degradationsprozesse treffen (siehe Kapitel 4). Nachfolgend soll daher die Prozesskette zur Herstellung der Breitstreifenlaser kurz skizziert werden. Einzelne für die Zuverlässigkeit besonders kritische Schritte werden in Kapitel 3 detailliert untersucht und diskutiert.

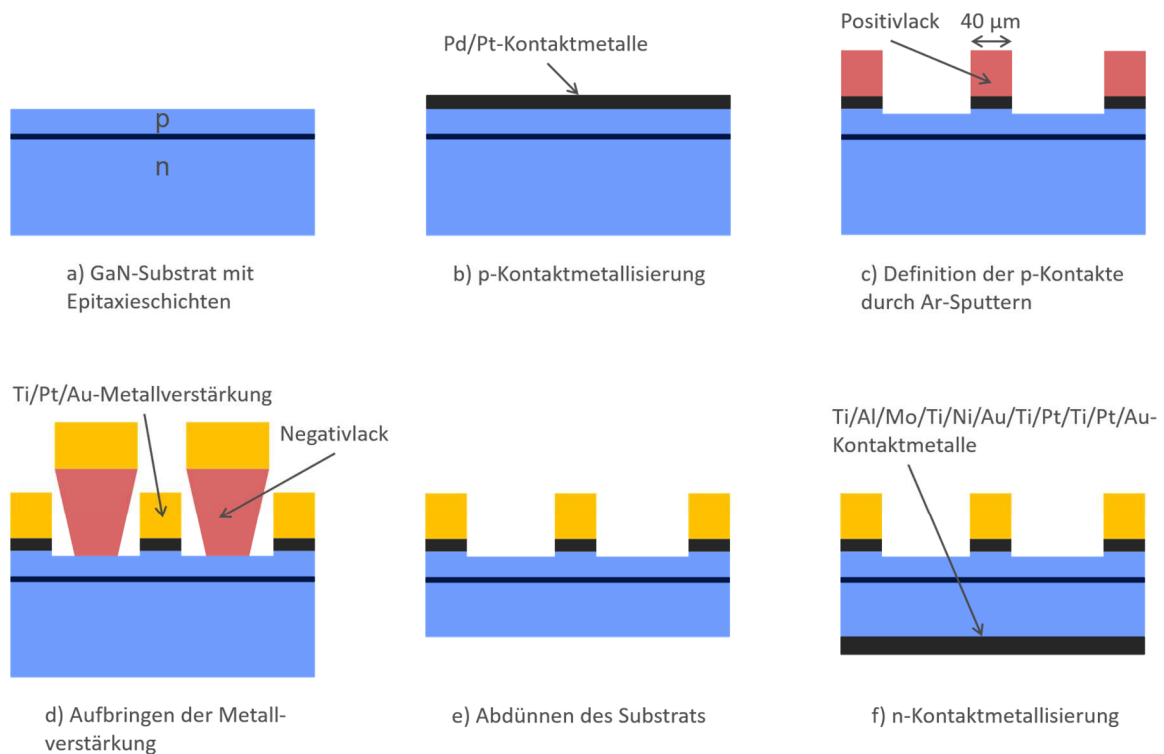


Abbildung 2.2: Schematische (nicht maßstabsgetreue) Darstellung des Breitstreifenlaserprozesses

Als Erstes wird nach der Epitaxie durch einen Temperaturschritt die p-Leitfähigkeit der Wafer hergestellt. Dieser auch als Aktivierung bezeichnete Prozessschritt hat maßgeblichen Einfluss auf die Kontaktwiderstände und die Stabilität der Laserdioden und wird daher ausführlich in den Kapiteln 3.1.2 und 4 untersucht. Aus diesen Untersuchungen folgend, erwies sich eine Aktivierung für 2 min bei 820 °C in einer Stickstoff-/Sauerstoffatmosphäre (im Verhältnis 7:3) als am besten geeignet. Anschließend wird die Waferoberfläche vor der p-Kontaktmetallabscheidung gereinigt. Dieser Schritt ist essenziell, um Ohm'sche Kontakte mit niedrigen spezifischen Kontaktwiderständen im Bereich $\leq 1 \times 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ zu erzeugen. Dabei müssen verschiedene Arten von Verunreinigungen, wie bspw. Kohlenstoff, metallische Verbindungen und Oberflächenoxide, entfernt werden. Dies geschieht hier durch einen dreistufigen Reinigungsprozess. Zuerst erfolgt eine Ätzung

in einem Gemisch aus Schwefelsäure, Wasserstoffperoxid und Wasser im Verhältnis 3:1:1, anschließend ein Ätzschritt in Königswasser und abschließend einer in verdünnter HF-Säure. Weiterführende Untersuchungen zu dem Reinigungsschritt sind in Kapitel 3.1.1 dargelegt. Nach der Entfernung der Oberflächenoxide werden die p-Kontaktmetalle mittels Elektronenstrahlverdampfen ganzflächig auf dem Wafer abgeschieden (siehe Abbildung 2.2b). Der Kontakt besteht aus einer 30 nm dicken Pd-Schicht und einer 20 nm dicken Pt-Schicht. Der Einfluss der beiden Metalle auf die Kontaktwiderstände wird in Kapitel 3.1.1 betrachtet. In Kapitel 4.2.1 werden die Kontaktmetalle hinsichtlich ihrer Stabilität während des cw-Betriebs untersucht. Nach der Metallabscheidung erfolgt die Formierung des Kontaktes für 5 min bei 530 °C unter Stickstoffatmosphäre. Auch dieser Schritt wird in Kapitel 3.1.1 näher untersucht.

Nun wird mittels Fotolithographie ein Positivlack auf den Metallkontakt aufgebracht und strukturiert. Der Lack wird als Maske zur Erzeugung der p-Kontakte genutzt. Die Metallstrukturierung erfolgt dann mittels Ar-Ionen (siehe Abbildung 2.2c). Anschließend wird mithilfe eines weiteren Fotolithographieschrittes mit einem Negativlack eine ca. 1 µm dicke Metallverstärkung bestehend aus einem Ti/Pt/Au-Schichtstapel auf die p-Kontakte aufgebracht (siehe Abbildung 2.2d). Im nächsten Schritt werden die Substrate durch mechanisches Läppen auf eine Dicke von 150 µm abgedünnt (siehe Abbildung 2.2e). Dies ist notwendig, um das spätere Vereinzeln der Wafer in Laserriegel bei gleichzeitig hoher Facettenqualität zu ermöglichen. Das Abdünnen ist ein sehr kritischer Prozessschritt, da GaN ein sehr sprödes und hartes Material ist und es hier, bei einem nicht optimierten Prozess, zum Waferbruch kommen kann. In Kapitel 3.3.1 wird daher das Abdünnen der GaN-Substrate näher untersucht und optimiert. Anschließend wird der n-Kontaktschichtstapel durch Elektronenstrahlverdampfen auf der Waferrückseite aufgebracht und für 1 min bei 450 °C in Stickstoffatmosphäre formiert. Der Prozess ist im Detail von Redaelli et al. in [57] beschrieben. Abschließend wird der n-Kontakt mit einer ca. 460 nm dicken Ti/Pt/Au-Schichtfolge verstärkt (siehe Abbildung 2.2f).

Nach der Prozessierung werden die Wafer in 12 mm breite Laserriegel mit Resonatorlängen von 600 µm und 1300 µm vereinzelt. Hierfür wird als Verfahren die Lasermikrostrukturierung (LMS) verwendet. Dafür werden die Wafer auf der Epitaxienseite mit einem Lasersystem der Fa. Innolas, bestehend aus einem frequenzverdreifachten Nd:YAG-Laser mit einer Wellenlänge von 355 nm, einer Pulslänge von ≤ 30 ns und einer Pulsfolgefrequenz von 20 kHz, angeritzt. Anschließend erfolgt das Spalten des Wafers in Laserriegel mit dem Breaker OBM-90TP der Fa. Opto System Co. Ltd. Hierbei wird auf der Rückseite des Wafers eine Kraft entlang des Laserritzes aufgebracht und der Wafer vereinzelt. Details zu dem Vereinzelnprozess wurden von Kang et al. in [58] veröffentlicht. Die Auswirkungen des Vereinzelnprozesses auf die Qualität und die Ausbeute der Laserriegel werden in Kapitel 3.3.2 untersucht.

2.3 Herstellung von indexgeführten Rippenwellenleiterlasern

Im Gegensatz zu den gewinngeführten Breitstreifenlasern wird bei RW-Lasern durch die Ätzung der Rippe und den dadurch entstehenden Sprung im Brechungsindexprofil auch eine laterale Führung des Lichtes erzeugt, daher spricht man auch von indexgeführten RW-Lasern. Die Form der Rippe, also die Kombination aus Rippenbreite und -ätztiefe, beeinflusst elementare Lasereigenschaften, wie die Anzahl der ausbreitungsfähigen lateralen Moden, die Schwellenstromdichte und die Stabilität der Laserdioden. Daher wird im Nachfolgenden zunächst ein allgemeiner Überblick über die Herstellung der RW-Laser gegeben. Im Anschluss daran werden Simulationen zur Abschätzung der lateralen Modenführung für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Laser durchgeführt. Die Zuverlässigkeitsuntersuchungen in Abhängigkeit der Rippengeometrie erfolgen in Kapitel 5.2.3.

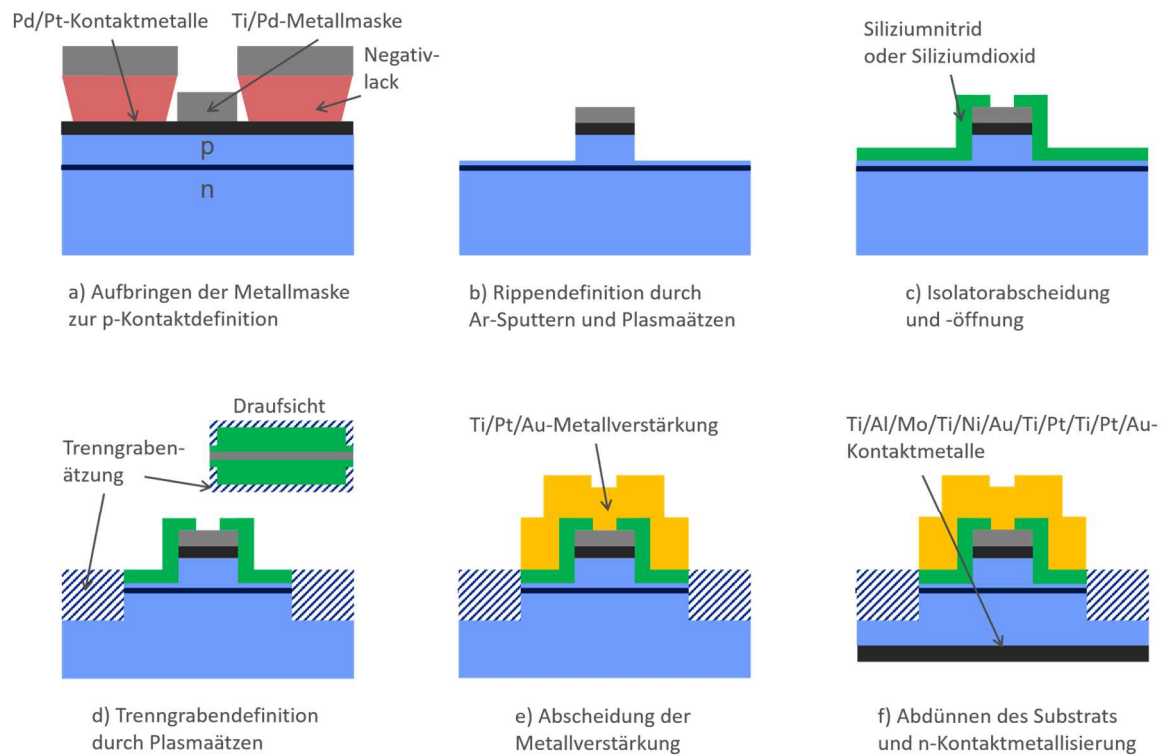


Abbildung 2.3: Schematische (nicht maßstabsgetreue) Darstellung des Rippenwellenleiterherstellungsprozesses (p-Kontaktmetallisierung identisch wie beim Breitstreifenlaser und hier nicht explizit dargestellt)

Die Prozessschritte zur Reinigung der Waferoberfläche, zur Abscheidung der Pd/Pt-Kontaktmetalle sowie zur Formierung des p-Kontaktes sind identisch zu dem in Kapitel 2.2 vorgestellten Breitstreifenlaserprozess. Für die Definition der Rippengeometrie wird zunächst über einen Fotolithographieschritt eine Metallmaske, bestehend aus einer 30 nm dicken Ti-Schicht und einer 215 nm dicken Pd-Schicht, mittels Elektronenstrahlverdampfen abgeschieden (siehe Abbildung 2.3a). Dabei entspricht die Kontaktbreite nach Entfernung des Negativlacks der angestrebten Rippenbreite. Im Rahmen dieser Arbeit wurden

Rippenbreiten von 2 μm , 3 μm und 40 μm hergestellt und untersucht. Die Erzeugung der Rippe wird durch zwei Trockenätzschritte realisiert. Zunächst werden die Pd/Pt-Kontaktschicht neben der Metallmaske und ca. 30 nm des Halbleiters durch Sputtern mit Ar-Ionen entfernt. Dabei reduziert sich die Dicke der Pd-Schicht der Metallmaske auf ca. 80 nm. Anschließend wird der Halbleiter neben der Rippe in einem Plasmaätzprozess mit Cl_2/BCl_3 im Verhältnis 1:1 geätzt (siehe Abbildung 2.3b). Durch diesen Ätzprozess ergeben sich in einem Winkel von ca. 25° geneigte Rippenkanten (siehe Abbildung 2.4). Die Zieltiefe der Rippenätzung ist der EBL. Die verwendete Plasmaätzanlage verfügt über ein in-situ Reflektometer zur Bestimmung der Ätztiefe, jedoch führen Unsicherheiten bei den Epitaxieschichtdicken, des Ar-Sputterabtrags, der exakten Brechzahlen der einzelnen Schichten sowie die limitierte Ablesegenauigkeit der Schichtdickeninterferenzen zu einer begrenzten Präzision dieser Messmethode. Daher wird zunächst die Ätzrate bestimmt und dann anhand der in-situ Schichtdickenmessung während der Epitaxie die Ätztiefe über die Ätzdauer eingestellt. Erfahrungsgemäß ergibt sich aus dieser Methode eine typische Abweichung von der Sollätztiefe von ca. ± 30 nm. Der Einfluss der Rippenätzungstiefe und der Rippenbreite auf die Laserperformance wird im Anschluss an die Vorstellung des Rippenwellenleiterprozesses diskutiert.

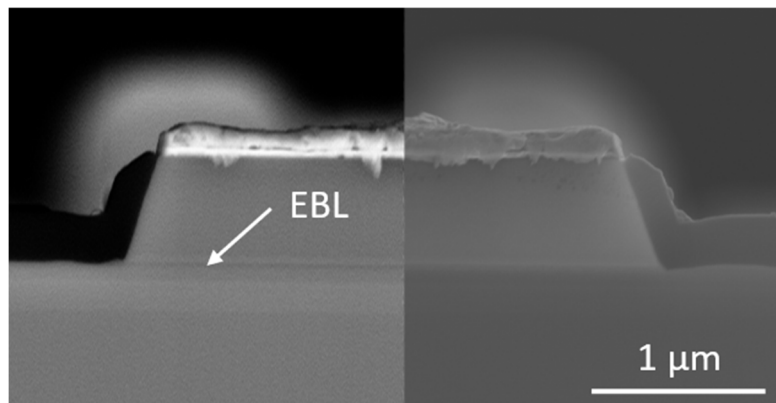


Abbildung 2.4: Rasterelektronenmikroskopaufnahme des Querschnitts eines 3 μm breiten Rippenwellenleiters mit geneigten Rippenkanten und einer Rippenätzung bis zum EBL: links mittels Detektion der Rückstreuungselektronen und rechts der Sekundärelektronen

Nach der Definition der Rippe wird der elektrische Isolator abgeschieden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden als dielektrische Schichten Siliziumnitrid und Siliziumoxid verwendet. Die Abscheidebedingungen und die resultierenden Schichteigenschaften werden in Kapitel 3.2 besprochen und die Auswirkungen auf die Stabilität der RW-Laser in Kapitel 5.2.1 untersucht. Die Isolatorschicht wird mithilfe eines Positivlacks in einem SF_6 -Plasma auf der Rippe geöffnet (siehe Abbildung 2.3c). Anschließend werden Trenngräben zur Definition der Einzelchips in den Halbleiter geätzt (siehe Abbildung 2.3d). Hierfür wird zunächst wieder der Isolator unter Verwendung eines Fotolacks oberhalb der zu erzeugenden Struktur geöffnet und anschließend der Halbleiter in einem Cl_2 -Plasma bis in eine Tiefe von ca. 2,5 μm geätzt. Durch die Verwendung des reinen Cl_2 -Plasmas lassen sich senkrechte Kan-

ten innerhalb der Trenngräben erzeugen. Durch die Verwendung der Trenngräben lässt sich die Ausbeute an korrekt vereinzelt Laserriegeln und die Qualität der Laserfacetten erhöhen. Diese Zusammenhänge werden in Kapitel 3.3.2 vorgestellt.

Abschließend erfolgt die Abscheidung der Metallverstärkung (siehe Abbildung 2.3e), das Abdünnen des Substrats sowie die Erzeugung des n-Kontakts (siehe Abbildung 2.3f). Diese Prozessschritte finden analog wie beim Breitstreifenlaserprozess statt. Auch die Vereinzelung in 0,6 mm lange und 12 mm breite Laserriegel entspricht dem in Kapitel 2.2 vorgestellten Prozess. Zur Einstellung einer definierten Facettenreflexion werden die Laserfacetten beschichtet. Hierfür wurden Schichtpaare aus SiO_2 und Ta_2O_5 auf die Facetten gesputtert. Für die Rückfacette wurde mit sechs Paaren aus einer 67 nm dicken SiO_2 -Schicht und einer 44 nm dicken Ta_2O_5 -Schicht eine Reflexion von $R_R = 97\%$ und für die Frontfacette mit einer 147 nm dicken SiO_2 -Schicht und einer 58 nm dicken Ta_2O_5 -Schicht eine Reflexion von $R_F = 23\%$ eingestellt. Degradationseffekte an den Laserfacetten sind einer der Hauptmechanismen für die Alterung von GaN-Lasern [44-47, 49]. Daher wird der Einfluss der Facetten auf die Stabilität der Ausgangsleistung in Kapitel 5.3.2 näher untersucht.

Nach der Facettenbeschichtung erfolgt mit dem bereits vorgestellten Vereinzelungsprozess die Separierung in 0,4 mm breite Einzelchips. Zur Optimierung der Wärmeabfuhr und um die Handhabung der Bauelemente zu erleichtern, werden diese vor dem Vermessen mit der Episeite nach oben auf eine Ni/Au-beschichtete Kupfer-Wärmesenke, das sogenannte C-Mount, montiert. Hierfür werden die Laserchips bei einer Temperatur von 330 °C mit einem AuSn-Lot auf ein CuW-Submount gelötet. Anschließend wird das Submount mit einem PbSn-Lot bei 250 °C auf das C-Mount gelötet. Wenn nicht anders beschrieben, fanden alle Messungen von Rippenwellenleiterlasern im Rahmen dieser Arbeit in diesem Aufbau statt.

Die laterale Modenführung

Die Fotolithographie für den RW-Prozess wurde mit einem i-line Wafer-Stepper der Fa. Nikon durchgeführt. Prinzipiell sind mit diesem Stepper, je nach verwendetem Fotolack und verwendeter Belichtungsdauer, Strukturbreiten von wenigen 100 nm möglich. Bei der Herstellung der Rippe ist jedoch nicht die Fotolithographie für die Kontaktdefinition (siehe Abbildung 2.3a) der technologisch limitierende Faktor, sondern die Öffnung der dielektrischen Isolatorschicht auf der Rippe. Zunächst muss hierfür der verwendete Positivlack mittig auf der Rippe belichtet und anschließend geöffnet werden. Je kleiner die Öffnung im Verhältnis zur Rippenbreite ist, desto geringer sind die Anforderungen an die Justagegenauigkeit. Die anschließende Öffnung des Isolators durch Plasmaätzen wird jedoch technologisch umso herausfordernder, je kleiner die Öffnung ist. Mit dem hier verwendeten SF_6 -Plasmaätzschritt und einer anschließenden Reinigung in einem O_2 -Plasma ließen sich 1 μm breite Strukturen sowohl im Siliziumnitrid als auch im Siliziumdioxid sicher öffnen. Bei kleineren Strukturen blieben unregelmäßig dünne Häutchen des Dielektrikums auf dem

Metall zurück. Daher sind 2 μm breite Rippen die schmalsten Strukturen, die sich mit der hier verwendeten Technologie reproduzierbar herstellen lassen.

Die Breite des Rippenwellenleiters hat einen direkten Einfluss auf die Anzahl der ausbreitungsfähigen lateralen Moden. Für viele Anwendungen, bspw. im Bereich der Messtechnik oder Spektroskopie, ist ein Betrieb in der lateralen Grundmode vorteilhaft. Daher soll nun abgeschätzt werden, wie sich die verwendete Technologie auf die Modenföhrung auswirkt. Hierfür wurde zunächst mit der kommerziell erhältlichen Software FIMMWAVE der Fa. Photon Design [59] der modale Gewinn der Grundmode und der 1. höheren Mode bei einer Wellenlänge von 405 nm für verschiedene Rippenbreiten berechnet (siehe Abbildung 2.5). Das Programm löst dafür die komplexe zweidimensionale Wellenleitungsgleichung für TE-Moden mit der Finiten-Differenzen-Methode. Weitere Details zu den verwendeten Simulationsparametern sind in [60] zu finden. Der Realteil des komplexen Brechungsindex wurde für die einzelnen Epitaxieschichten mit dem Programm QIP2 (wie in [53] beschrieben) berechnet. Der Imaginärteil wurde für diese Rechnung auf null gesetzt. Der Einfluss der Absorption wird gesondert in Kapitel 4.1.1 betrachtet. Für die Rechnungen wurde als Isolatormaterial SiO_2 gewählt.

In Abbildung 2.5 ist zu erkennen, dass eine Rippenätzung bis in den EBL oder tiefer bei $\geq 2 \mu\text{m}$ breiten Rippen zu einem nahezu identischen modalen Gewinn für die Grundmode und die 1. höhere laterale Mode föhrt. Eine Reduzierung der Rippenbreite auf 1,5 μm föhrt bei einer Rippenätzungstiefe bis zum EBL zu einem um 7 cm^{-1} geringeren modalen Gewinn für die höhere Mode. Erst deutlich flachere Ätzungen würden den modalen Gewinn für die höhere Mode signifikant reduzieren und somit ihr Anschwingen deutlich unterdrücken.

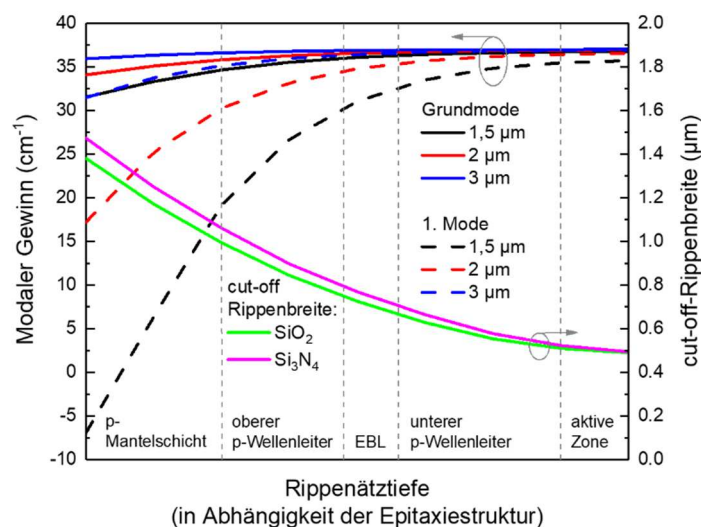


Abbildung 2.5: Simulationen des modalen Gewinns der lateralen Grundmode sowie der 1. Obermode in Abhängigkeit der Rippenbreite sowie eine Abschätzung zur maximalen Rippenbreite für lateralen Grundmodebetrieb in Abhängigkeit des verwendeten Isolators

Zusätzlich zum modalen Gewinn bei gegebenen Rippenbreiten wurde diejenige Rippenbreite abgeschätzt, bei der nur die Grundmode ausbreitungsfähig ist (cut-off-Rippenbreite in Abbildung 2.5). Hierfür wurde ein symmetrischer 3-Schicht-Wellenleiter angenommen (Schicht 1 und Schicht 3 sind identisch und entsprechen unendlich ausgedehnten Bereichen links und rechts von der Rippe und Schicht 2 ist der Bereich unterhalb der Rippe). Unter der Bedingung, dass sich in transversaler Richtung nur die Grundmode ausbreitet (siehe Abbildung 2.1b), wurden die Realteile der effektiven Brechungsindizes unter der Rippe n_{effRW} und neben der Rippe n_{effM} in Abhängigkeit der Rippenätztiefe mit dem Programm QIP2 berechnet. Für ein solches Schichtsystem lässt sich mithilfe der Wellenlänge λ und der Rippenbreite w_R über die analytische Gleichung

$$N_M = \frac{2w_R}{\lambda} \cdot \sqrt{n_{effRW}^2 - n_{effM}^2} + 1 \quad (2.1)$$

durch Abrunden auf die nächst kleinere ganze Zahl die Anzahl N_M der ausbreitungsfähigen Moden abschätzen [61]. Aus dieser Abschätzung ergibt sich bei einer Rippenätztiefe bis zum EBL eine Rippenbreite von ca. $0,7 \mu\text{m}$ für einen Betrieb in der räumlichen Grundmode. Hierbei spielt das verwendete Material des Dielektrikums nur eine untergeordnete Rolle (siehe Abbildung 2.5), da die Intensität der Mode in diesem Bereich gering ist.

Die hier vorgestellten Rechnungen vernachlässigen den Einfluss von Modulationen des Brechungsindexprofils während des cw-Betriebs durch thermische Effekte und Ladungsträgerverteilungen auf die Lasermode. Die hohen Ladungsträgerdichten unterhalb der Rippe führen im Lasingbetrieb zu einem lokal verringerten Brechungsindex. Ist dieser Effekt in der gleichen Größenordnung wie der durch die Rippenätzung entstandene Brechzahlspung, verringert sich die laterale Modenführung. Dieser Effekt wird als Antiguiding bezeichnet. Als Konsequenz daraus verringert sich bei zu flachen Rippenätzungen auch die Führung der Grundmode und die Schwellenstromdichten steigen an. Dieser Effekt ist für ähnliche Strukturen, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden, im Detail von Redaelli et al. [62, 63] untersucht worden. Zur Vermeidung des Antiguidings liegt die Zielätztiefe für die hier verwendeten RW-Laser im EBL.

Experimentell konnte für blau emittierende (InAlGa)N-basierte RW-Laser der laterale Grundmodenbetrieb für Rippenbreiten von $1,4 \mu\text{m}$ [64, 65], $1,8 \mu\text{m}$ [66] und auch $2,5 \mu\text{m}$ [67] nachgewiesen werden. Dieses unerwartete Verhalten liegt am komplexen Zusammenhang zwischen der Ladungsträgerverteilung innerhalb der Rippe und der erhöhten Temperatur während des Laserbetriebs. So führt eine erhöhte Temperatur im cw-Betrieb zu einer Erhöhung des Brechungsindex n_{effRW} und somit zu einer stärkeren Führung der Mode. Dieser Effekt wirkt dem beschriebenen Antiguiding entgegen. Zusätzlich konnte Ryu [68] zeigen, dass geneigte Rippenkanten aufgrund der relativ hohen effektiven Lochmasse im GaN und der damit verbundenen geringen Beweglichkeit von etwa $10 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [69-72] zu

einer inhomogenen Lochverteilung in der Rippe führen. Dies kann wiederum eine Diskriminierung der höheren Mode zur Folge haben. Weiterhin sei nochmals daran erinnert, dass sowohl das 3-Schicht-Modell als auch Gleichung (2.1), welche die Verluste (Imaginärteil von n_{eff}) der Lasermode nicht berücksichtigt, nur Näherungen sind. Eine Überlagerung all dieser Effekte führt zu einem Grundmodenbetrieb bei größeren Rippenbreiten als den in Abbildung 2.5 berechneten.

Die in dieser Arbeit gezeigten Experimente wurden an RW-Lasern mit 2 μm und 3 μm breiten Rippen durchgeführt. Aus den getätigten Überlegungen ist für die 3 μm breiten Rippenstrukturen das Anschwingen von höheren lateralen Moden zu erwarten (siehe auch Abbildung 5.25). Bei den 2 μm breiten Rippen ist ebenfalls nicht sicher davon auszugehen, dass sich im Laserbetrieb nur die laterale Grundmode ausbreitet. Auch wenn ein solch räumlicher Grundmodebetrieb für verschiedene Anwendungen wünschenswert ist, liegt der Fokus dieser Arbeit auf der Stabilität und Lebensdauer der Laser. Daher wird dieser Nachteil akzeptiert, um dafür eventuelle Begrenzungen in der Technologie der Rippenherstellung als Quelle für Fehlfunktionen des Lasers ausschließen zu können. Werden zukünftig geringere Rippenbreiten für spezielle Anwendungen benötigt, müsste die Technologie an dieser Stelle angepasst werden. So könnten entweder zur Erhöhung der Justagegenauigkeit die am FBH vorhandene Elektronenstrahlolithographie verwendet oder ein sich selbstjustierender Prozess [60] zur Öffnung des Isolators etabliert werden.

2.4 Verwendete Methoden zur elektrischen und optischen Charakterisierung der Laserdioden

Die Breitstreifen- und Rippenwellenleiterlaser wurden für diese Arbeit größtenteils mit Standardverfahren zur Charakterisierung von opto-elektronischen Bauteilen vermessen. Die Prinzipien und Besonderheiten dieser Methoden werden im Nachfolgenden erläutert.

Elektrische Charakterisierung der Breitstreifenlaser

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Laser zeigten während der Alterung im cw-Betrieb Instabilitäten in der Betriebsspannung. Um diesen Effekt zunächst zu verstehen und anschließend die Bauelemente dahingehend zu optimieren, ist es notwendig, den Ursprung dieses Degradationsprozesses zu identifizieren. Im Allgemeinen werden Erhöhungen der Betriebsspannung von GaN-basierten Laserdioden mit Degradationseffekten an den p-Kontakten assoziiert [48, 49]. Daher wurden Messungen der Strom-Spannungskennlinien (IV-Kennlinien) von Breitstreifenlasern in der in Abbildung 2.6 gezeigten Konfiguration durchgeführt.

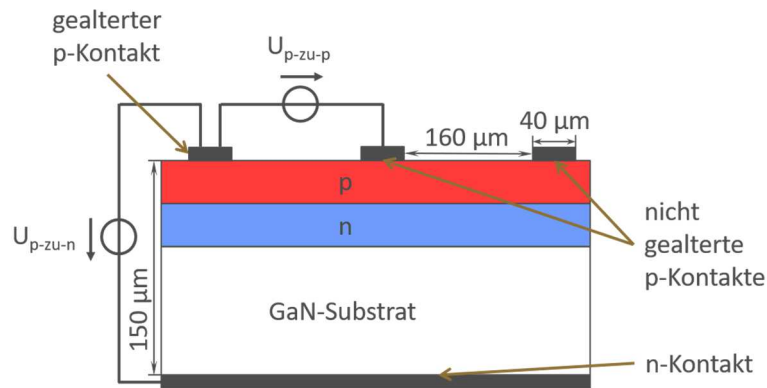


Abbildung 2.6: Schematische (nicht maßstabsgetreue) Darstellung des Messprinzips zur Aufnahme von IV-Kennlinien bei Breitstreifenlasern in der p-zu-n und p-zu-p Konfiguration

Auf einem vereinzelt Breitstreifenlaserriegel befinden sich 32 p-Kontakte und ein gemeinsamer n-Kontakt auf der Rückseite. Der Laserriegel wird mit dem n-Kontakt und einem PbSn-Lot auf ein C-Mount gelötet. Die Kontaktierung erfolgt mit Nadeln direkt auf dem p-Kontakt bzw. auf dem C-Mount für den n-Kontakt. Die spannungsgeführten Messungen wurden mit einer Stromspannungsquelle der Fa. Keithley (2400 SMU) durchgeführt. Dieser Aufbau ermöglicht die Messung von IV-Kennlinien vom p- zum n-Kontakt für jeden einzelnen Laser. Ebenfalls können IV-Kennlinien zwischen zwei benachbarten p-Kontakten aufgenommen werden. Hierbei fließt der Strom nicht über den pn-Übergang, sondern nur über die beiden p-Kontakte und oberflächennah zwischen den beiden Kontakten. Werden diese Messungen vor, zu einzelnen Zeitpunkten während und nach der Alterung eines Breitstreifenlasers wiederholt, lassen sich aufgrund der unterschiedlichen Strompfade Widerstandserhöhungen im Bereich des p-Kontaktes von denen im restlichen Bauelement separieren. Diese Untersuchungsmethode wird in Kapitel 4.2 zur Optimierung der Spannungsstabilität der Breitstreifenlaser genutzt. Für RW-Laser lässt sich diese Methode nicht nutzen, da durch die Erzeugung der Trenngräben kein Stromfluss in der p-zu-p Konfiguration zwischen zwei einzelnen Laserdioden möglich ist (siehe Abbildung 2.3d).

Elektro-optische Messungen im gepulsten Betrieb

Ziel dieser Arbeit ist es, die Lebensdauer der Laserdioden im cw-Betrieb zu erhöhen. Messungen im gepulsten Betrieb können hilfreich sein, um die Herkunft einzelner Degradationseffekte einzugrenzen. So können gepulste Licht-Strom-Spannungskennlinien (LIV-Kennlinien), vor und nach der Alterung von Breitstreifenlasern, u. a. Auskunft über die Stabilität der Laserschwelle geben (siehe Kapitel 4.3). In Kapitel 5.1.2 werden die LIV-Kennlinien von RW-Lasern im Puls- und Dauerstrichbetrieb verglichen und aus den Differenzen Rückschlüsse auf die Qualität einzelner Technologieschritte gezogen.

Die Breitstreifenlaser wurden im Riegelverbund vermessen und über eine Vakuumsaugung auf der Wärmesenke fixiert. Eine Fixierung der auf C-Mount aufgebauten RW-Laser

erfolgte durch eine Schraube ebenfalls an der Wärmesenke. Deren Temperatur wird mithilfe eines Peltier-Elements und eines Temperaturcontrollers standardmäßig bei 20 °C konstant gehalten. Die Kontaktierung des n-Kontaktes erfolgt über die Wärmesenke. Der p-Kontakt wird über eine Nadel direkt auf der Diode kontaktiert. Zur Ansteuerung der Laser wird ein gepulster Lasertreiber der Fa. Avtech Electrosystems Ltd. (AVOZ-A3-B) verwendet. Ein Widerstandsnetzwerk sorgt für die Impedanzanpassung zwischen der Spannungsquelle und der Laserdiode. Die Messungen der Laserdioden erfolgten mit 300 ns langen Spannungspulsen bei einer Pulsfolgefrequenz von 1 kHz. Durch das geringe Tastverhältnis wird die im Laser entstehende Wärme begrenzt und kann gut abgeführt werden.

Das aus der Frontfacette des Lasers austretende Licht wird in einem Mikroobjektiv gesammelt und kollimiert. Zur Leistungsmessung wird das Licht mit einer Linse auf einen Galliumphosphid-Photodetektor fokussiert. Zwei Strahlteiler im Strahlengang ermöglichen die Messung des Spektrums und des Nahfelds. Die Spektrumsmessung erfolgt durch eine Faserkopplung in ein Spektrometer. Das Nahfeld wird über eine Linse auf einer CCD-Kamera abgebildet. Die Verluste der optischen Ausgangsleistung an den Optiken werden im Nachhinein softwaretechnisch korrigiert. Der Strom- und Spannungsverlauf der Pulse wird an den entsprechenden Stellen abgegriffen und zusammen mit dem gemessenen Puls der optischen Ausgangsleistung auf einem 4-Kanal-Oszilloskop dargestellt.

Elektro-optische Messungen im cw-Betrieb

Für die Alterungsmessungen der Breitstreifenlaser im cw-Betrieb wurde der Aufbau für die gepulsten Messungen verwendet. Die Laser wurden wie für die IV-Messungen im Riegelverbund auf ein C-Mount gelötet und dieses an die Wärmesenke geschraubt. Damit konnte die Kontaktierung der Laserkontakte auf die gleiche Weise erfolgen, wie bei den gepulsten Messungen. Als Lasertreiber wurde eine Stromspannungsquelle der Fa. Delta Elektronik (SM70-AR-24) verwendet.

Die aufgebauten RW-Laser wurden an einem separaten Messplatz vermessen. Die C-Mounts wurden hierfür in einen Halter montiert, der elektrisch mit Kabeln kontaktiert werden konnte. Als Lasertreiber wurde dieselbe Quelle wie oben beschrieben verwendet. Der Laserhalter wurde auf eine Wärmesenke geschraubt, welche über ein Peltier-Element gekühlt wurde. Die Laser konnten so bei Temperaturen zwischen 10 °C und 75 °C vermessen werden. Zur Leistungsmessung wurde eine Galliumphosphid-Fotodiode ohne weitere Optiken verwendet. Die Spektrumsmessung erfolgte mittels Faserkopplung und Spektrometer an der Rückfacette der Laserdiode. An diesem Messplatz wurden sowohl die LIV-Kennlinien aufgenommen, als auch die Alterungsmessungen der RW-Laser durchgeführt. Dadurch war die Menge der durchführbaren Alterungen begrenzt.

Elektrolumineszenz-Mikroskopie

Eine Messmethode, um Prozesse und Veränderungen in der Ebene der Quantenfilme sichtbar zu machen, ist die Elektrolumineszenz-Mikroskopie (EL-Mikroskopie). Zur Darstellung der EL-Intensitätsverteilung entlang des gesamten Resonators wird diese mit einer Kamera durch das Substrat gemessen. Voraussetzung hierfür ist zunächst, dass die Substratrückseite optisch zugänglich ist. Werden die Chips, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, mit der Epitaxienseite nach oben auf ein Submount und dieses dann auf eine Wärmesenke gelötet, ist es nicht mehr möglich, den Chip zerstörungsfrei nach der Alterung abzulösen. Daher sollen die Chips mit der Substratseite nach oben aufgebaut werden. So können nach der Alterung die n-Kontaktmetalle wegpoliert und die EL-Messung durchgeführt werden. Ein einfaches Auflöten der Chips mit der Epitaxienseite nach unten hat sich jedoch als technologisch schwer realisierbar erwiesen. Die Verstärkungsmetallisierung hat bei den hier untersuchten Chips eine vergleichsweise geringe Dicke von ca. $1\ \mu\text{m}$. Die Dicke des Lots beträgt in etwa $2\ \mu\text{m}$ bis $3\ \mu\text{m}$. Das Lot fließt beim Anpressen des Chips entlang der Seitenkante des Trenngrabens und führt so zu einem elektrischen Kurzschluss. Dieser Effekt konnte auch durch Variationen in den Lötparametern nicht unterdrückt werden.

Um die EL-Messungen trotzdem durchführen zu können, wurde eine neue Technologie am FBH etabliert. Als Grundlage wurde das von Stölmacker et al. [73] beschriebene Verfahren zum Thermokompressionsbonden von UV-LEDs mittels galvanischer Au-Microstuds verwendet. Für das hier verwendete Montageverfahren wurden die Au-Microstuds nicht galvanisch abgeschieden, sondern mithilfe eines Automatikbonders auf ein AlN-Submount gesetzt. Hierbei wird ein Golddraht mit einem Durchmesser von $17,5\ \mu\text{m}$ verwendet, das Drahtende durch eine elektrische Entladung aufgeschmolzen und der entstandene Au-Ball auf die Keramik gebondet. Anschließend wird der Draht abgetrennt. Die so entstandenen Microstuds haben einen mittleren Durchmesser von ca. $50\ \mu\text{m}$ bei einer Höhe von etwa $40\ \mu\text{m}$.

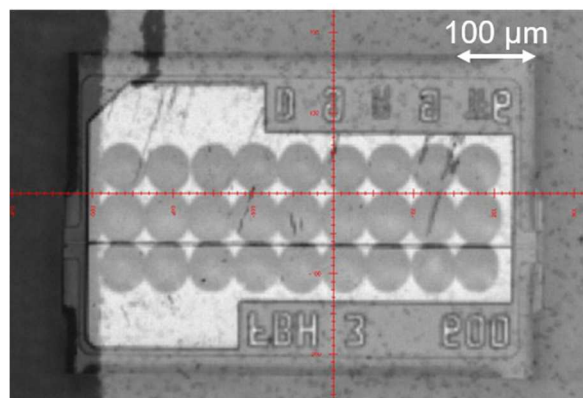


Abbildung 2.7: Überlagerung der Kamerabilder des Chips und der Au-Microstuds zur korrekten Platzierung der Laserdiode auf dem Submount

Insgesamt werden drei Reihen mit jeweils neun Microstuds im Abstand von 55 μm zueinander auf dem Submount platziert. Anschließend wird der Laserchip mit der Verstärkungsmetallisierung auf den Microstuds platziert. Die Platzierung erfolgt mithilfe eines Kamerasystems, bei dem die Bilder des Chips und des Submounts überlagert werden (siehe Abbildung 2.7). Hierbei ist darauf zu achten, dass die Microstuds nur auf der Metallverstärkung liegen, da es sonst auch hier zur Kontaktierung der n-leitenden Seite in den Trenngräben des Chips und somit zu elektrischen Kurzschlüssen kommt. Nach der Platzierung des Chips wird dieser mittels Thermokompressionsbonden mit dem Submount verbunden. Die Chips wurden bei einer Temperatur von 340 $^{\circ}\text{C}$ und einer Kraft von 10 N (Anpressdruck ca. 200 N/mm^2 pro Microstud) gebondet. Eine weitere Erhöhung der Kraft führte zur mechanischen Zerstörung des Laserchips. Jedoch ist die mit den verwendeten Parametern notwendige Scherkraft von ca. 7 N vergleichbar mit den erzielten Ergebnissen für UV-LEDs [73] und somit die Verwendung eines höheren Anpressdrucks nicht nötig. Anschließend werden die Chips zusammen mit dem Submount, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, auf die Wärmesenke gelötet und p- und n-Kontakte über Bonddrähte und Bondstützpunkte elektrisch mit der Wärmesenke verbunden. Vor der EL-Messung werden die n-Kontaktmetalle wegpoliert. Für die Dauer der Messung werden die Kontakte jeweils mit einer Nadel auf dem Bondstützpunkt der p-leitenden Seite und auf dem GaN-Substrat realisiert.

Um während der EL-Messung konstante Betriebsbedingungen zu gewährleisten, wurden die aufgebauten Chips auf einem thermoelektrischen Kühler platziert. Wenn nicht anders beschrieben, wurde die Temperatur bei 20 $^{\circ}\text{C}$ konstant gehalten. Die elektrische Kontaktierung erfolgte über eine Stromspannungsquelle der Fa. Keithley (2400 SMU) und zwei Kontaktnadeln. Die Nadel für den p-Kontakt wurde auf dem C-Mount platziert und die für den n-Kontakt direkt auf dem Substrat des Chips. Über ein Spiegelobjektiv mit 15-facher Vergrößerung der Fa. Edmund Optics (ReflX-15x) wird die Ebene der aktiven Zone auf eine Si-basierte CCD Kamera abgebildet. Mit diesem System lässt sich eine Fläche von etwa 0,3 mm x 0,4 mm mit einer Auflösung von ca. 0,65 μm darstellen. Die Ergebnisse der EL-Messungen an gealterten und nicht gealterten Laserdioden werden in Kapitel 5.2.6 gezeigt und diskutiert.

3 Zuverlässigkeitsrelevante Aspekte der Prozessierung von GaN-basierten Laserdioden

In diesem Kapitel sollen ausgewählte Aspekte der Prozessierung von Rippenwellenleiterdioden näher vorgestellt werden. Hierbei liegt der Fokus auf Teilprozessschritten, die die Zuverlässigkeit des gesamten Prozesses und die Funktionalität einzelner Laserdioden besonders beeinflussen. Durch die vorgestellten Optimierungen konnten sowohl die Ausbeute an cw-fähigen Laserdioden als auch deren Lebensdauer gesteigert werden.

Im ersten Teil des Kapitels werden Untersuchungen zur Prozessierung von Kontakten auf p-leitendem GaN (p-GaN) vorgestellt. Hierbei soll der Einfluss der einzelnen Prozessschritte auf den Kontaktwiderstand von Pd- und Pt-basierten Kontaktsystemen aufgezeigt werden. Neben dem Kontaktwiderstand wird auch auf die strukturelle Beschaffenheit der Kontaktschichten eingegangen und deren Optimierung dargelegt. Nach den technologischen Aspekten wird der Einfluss der Aktivierung der p-Leitfähigkeit auf den Kontaktwiderstand untersucht. Anschließend werden die verwendeten dielektrischen Isolatorschichten vorgestellt. Hier wird insbesondere der Abscheideprozess und dessen Auswirkungen auf die Laserstruktur genauer betrachtet. Im dritten Teil des Kapitels werden die nötigen Teilprozesse zur Erzeugung von einzelnen Laserchips vorgestellt. Zunächst wird die Entwicklung eines Prozesses zum Abdünnen von 2-Zoll GaN-Substraten gezeigt, welcher das anschließende Vereinzeln des Wafers erleichtert. Danach werden die Schritte zur Erzeugung von Laserfacetten vorgestellt. Hierbei werden das Chipdesign und der Spaltprozess auf die Ausbeute begrenzende Aspekte hin untersucht und deren Optimierungen erläutert.

3.1 Ohm'sche Kontakte auf p-GaN

In diesem Abschnitt wird die Prozessierung von elektrischen Kontakten auf p-GaN vorgestellt. Für GaN-basierte Laserdioden haben die p-Kontakte eine wesentliche Bedeutung. Die am FBH hergestellten RW-Laser mit p-Kontaktabmessungen von ca. $3\ \mu\text{m} \times 600\ \mu\text{m}$ haben typische Schwellenstromdichten von etwa $3\ \text{kA/cm}^2$. Somit bedarf es einem spezifischen Kontaktwiderstand von $\rho_c \leq 3 \times 10^{-4}\ \Omega\text{cm}^2$, um den Spannungsanstieg am p-Kontakt auf 1 V zu begrenzen. Ein hoher Kontaktwiderstand bewirkt eine hohe Betriebsspannung sowie eine höhere thermische Last am Kontakt. Beides kann einen negativen Einfluss auf die Lebensdauer des Bauelements haben [74, 75]. Somit sind geringe Kontaktwiderstände eine Möglichkeit, die Lebensdauer zu erhöhen. Daher werden in diesem Abschnitt die Parameter erläutert, welche einen Einfluss auf den Kontaktwiderstand haben.

Aus der Betrachtung eines idealen Halbleiter/Metall-Kontakts ergibt sich die Wahl eines geeigneten Kontaktmetalls aus dessen Austrittsarbeit ϕ_M . Die sich zwischen p-leitendem Halbleiter und Metall ausbildende Schottky-Barriere errechnet sich aus der Differenz zwischen Bandlücke E_g plus Elektronenaffinität χ_s des Halbleiters und der Austrittsarbeit des Metalls. Bei moderaten Dotierungen des Halbleiters ist die thermionische Emission der dominierende Stromtransportprozess über die Barriere. In diesem Fall ist für einen geringen Kontaktwiderstand eine geringe Barrierenhöhe notwendig. GaN hat bei einer Bandlücke von ca. 3,4 eV [76] eine Elektronenaffinität von etwa 3,5 eV [77]. Somit ist für eine verschwindende Schottky-Barriere auf p-GaN ein Metall mit einer Austrittsarbeit von etwa 7 eV notwendig. Metalle mit einer so hohen Austrittsarbeit existieren jedoch nicht. Häufig verwendete Metalle für Kontakte auf p-GaN sind Palladium ($\phi_M = 5,12$ eV), Platin ($\phi_M = 5,65$ eV) und Nickel ($\phi_M = 5,15$ eV) [78]. Bei diesen Metallen ist zu erwarten, dass sich eine Schottky-Barriere ≥ 1 eV ausbildet.

Neben der Höhe der Schottky-Barriere beeinflusst ebenfalls die Ausdehnung der Verarmungszone, die Raumladungszone, die Eigenschaften des Halbleiter/Metall-Kontakts. Die Weite der Raumladungszone d_{RLZ} nimmt mit steigender Akzeptornettkonzentration N_A mit $N_A^{-0,5}$ ab. Bei genügend hoher Akzeptorkonzentration wird ein Tunneln der Ladungsträger durch die Barriere möglich.

Die bisherigen Überlegungen gelten nur für ideale Halbleiter/Metall-Kontakte. So konnten experimentell für Ni und Pt als Kontaktmetalle auf p-GaN Werte für die Schottky-Barrierenhöhe um 0,5 eV ermittelt werden [79]. Diese Abweichung lässt sich durch Unterschiede zwischen dem idealen und realen Kontaktsystem erklären. So ergeben sich an Grenzflächen automatisch durch bspw. freie Bindungen oder Kontaminationen Energiezustände, welche im Volumenhalbleiter nicht vorhanden sind. Dies kann zu einer veränderten Lage des Fermi-niveaus führen und somit die Barrierenhöhe beeinflussen. Schließlich lässt sich durch geeignete Prozessschritte, wie die chemische Oberflächenbehandlung oder das Tempern des Kontaktmetalls, auch gezielt eine Verbesserung der Kontakteigenschaften erreichen. Dies wird anhand des Prozesses zur Herstellung der p-Kontakte sowie der Optimierung der einzelnen Prozessschritte im Nachfolgenden aufgezeigt. Anschließend wird der Einfluss der Akzeptornettkonzentration auf den Kontaktwiderstand durch Variation der Aktivierungsbedingungen der p-Leitfähigkeit untersucht.

3.1.1 Prozessierung von Pd- und Pt-basierten p-Kontakten

Die Optimierung der p-Kontakte erfolgte auf Saphirsubstraten. Die hierfür verwendete Epitaxiestruktur entspricht der in Kapitel 2.1 vorgestellten Schichtenfolge. Allerdings wurden die Schichtdicken auf der n-Seite reduziert, um den nicht angepassten Gitterkonstanten zwischen GaN und AlGaIn Rechnung zu tragen und ein Reißen der Epitaxieschichten zu

verhindern. Die Charakterisierung der p-Kontakte wurde mit der Transferlängen-Methode (TLM) vorgenommen. Hierfür wurden lineare TLM-Strukturen hergestellt. Diese bestehen aus sechs rechteckigen Metallstrukturen ($100\ \mu\text{m} \times 460\ \mu\text{m}$) mit Abständen von $6\ \mu\text{m}$, $8\ \mu\text{m}$, $10\ \mu\text{m}$, $15\ \mu\text{m}$ und $20\ \mu\text{m}$ zwischen den einzelnen Rechtecken.

Vor der Metallabscheidung wurden zunächst Oberflächenoxide durch eine 2 min lange Ätzung mit verdünnter Fluorwasserstoffsäure ($\text{HF}/\text{H}_2\text{O}$ 1:1) vom Halbleiter entfernt. Anschließend wurde mittels Elektronenstrahlverdampfen bei einem Druck von $< 2 \times 10^{-6}$ mbar das Kontaktmetall ganzflächig auf dem Wafer abgeschieden. Danach erfolgte die Formierung des p-Kontakts. Hierfür wurde der Wafer in einem RTA-Ofen (engl.: rapid thermal annealing) unter Stickstoffatmosphäre auf mehrere hundert Grad erhitzt. Die Formierung des p-Kontakts kann zur Diffusion von Atomen aus dem Halbleiter zum Metall führen. Im Fall von GaN können dadurch Legierungen aus Gallium und dem Kontaktmetall entstehen [80-87]. Die Wirkung solcher Gallide auf den Kontaktwiderstand ist nicht eindeutig geklärt. In einer Mehrzahl der Studien wird berichtet, dass sich durch die Entstehung der Gallide der Kontaktwiderstand verringert. Nirwal et al. [88] hingegen argumentieren, dass sich durch die Bildung solcher Gallide die Schottky-Barriere und somit der Kontaktwiderstand erhöhen. Der Einfluss dieses Temperaturschritts auf den Kontaktwiderstand wird daher in diesem Kapitel ausführlich untersucht. Nach der Kontaktformierung wurden die Kontakte strukturiert. Dies geschah durch die Verwendung eines Positivlacks. Der Lack wurde auf den Wafer aufgeschleudert und lithographisch strukturiert. Anschließend wurden die Kontakte durch Sputtern mit Ar-Ionen erzeugt. Hierbei wurde in den lackfreien Bereichen nicht nur das Metall, sondern auch ca. 30 nm des Halbleiters weggesputtert. Danach wurde der Positivlack nasschemisch entfernt. Abschließend erfolgte über einen weiteren Lithographie- und Metallisierungsschritt die Abscheidung der Metallverstärkung. Die so erzeugten TLM-Strukturen wurden bei Strömen von 0,1 mA, 1 mA und 5 mA vermessen.

Zu Beginn dieser Arbeit wurde als Kontaktmetall für die p-Kontakte der Laserdioden standardmäßig Pd verwendet. Dieses Kontaktsystem wurde bereits in mehreren Abschlussarbeiten [89, 90] hinsichtlich des spezifischen Kontaktwiderstands optimiert. Als Optimierungsparameter wurden hauptsächlich die Kontaktmetalldicke, die Formierungstemperatur und -dauer verwendet. Ein Minimum des Kontaktwiderstands von ca. $2 \times 10^{-2}\ \Omega\text{cm}^2$ ergab sich für eine 30 nm dicke Pd-Schicht bei einer Formierungstemperatur von $530\ \text{°C}$ für 5 min. Dieser Wert des bereits optimierten Kontakts liegt etwa zwei Größenordnungen über dem beschriebenen Zielwert. Daher soll hier zunächst eine strukturelle Analyse des Kontaktsystems vorgenommen werden.

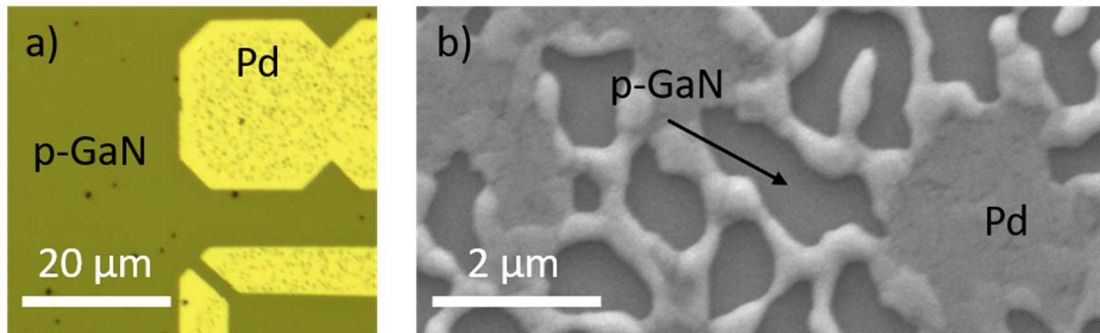


Abbildung 3.1: Bilder der Pd-Kontaktschicht nach dem Formierungsschritt: a) im Lichtmikroskop und b) im REM

Bei der Untersuchung im Lichtmikroskop waren bei den formierten Pd-Kontaktschichten oftmals Inhomogenitäten im Metall erkennbar (siehe Abbildung 3.1a). Bei Analysen im Rasterelektronenmikroskop (REM) wurde sichtbar, dass dies Löcher in der Pd-Schicht sind (vgl. Abbildung 3.1b). Um einen Einfluss der Abscheidebedingungen auf die Lochbildung auszuschließen, wurde die Abscheiderate zwischen 0,5 nm/s und 9 nm/s variiert. Weiterhin wurden Metaldicken von 15 nm, 30 nm und 50 nm getestet. Es konnte keine Abhängigkeit von einem der Parameter gefunden werden. Alle Proben wiesen direkt nach der Metallabscheidung eine geschlossene Metallschicht auf. Erst nach dem Tempersschritt entstanden die Löcher. Nörenberg et al. [91] argumentieren, dass Pd auf Ga-reichen Oberflächen zum Inselwachstum tendiert. Eine inhomogene Oberflächenbedeckung könnte zusammen mit dem Temperatureinfluss der Kontaktformierung und der damit verbundenen Bewegung der Pd-Atome die Lochbildung bewirken.

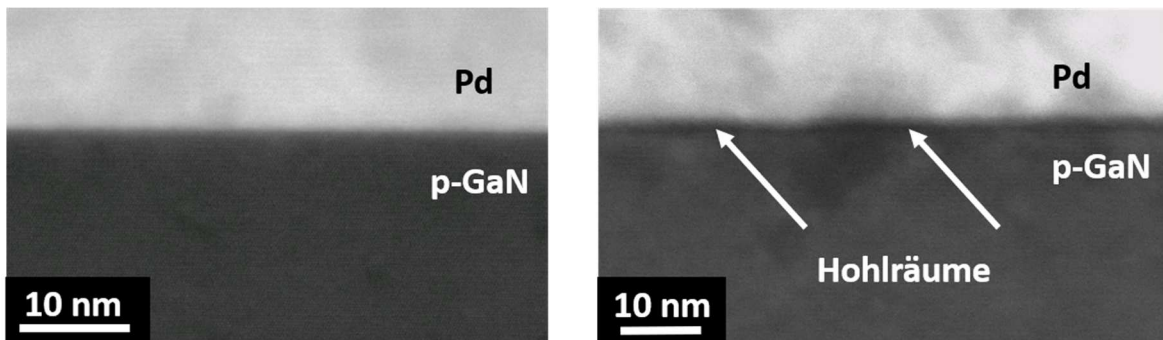


Abbildung 3.2: TEM-Aufnahmen der Pd/GaN-Grenzfläche, links: vor der Formierung und rechts: nach der Formierung

Für eine genauere Analyse der Kontaktmetallschicht sowie der Metall/GaN-Grenzfläche wurden mittels FIB (engl.: focused ion beam) Lamellen im Querschnitt der Kontakte angefertigt und im TEM untersucht. In Abbildung 3.2 ist zu erkennen, dass sich nach dem Tempereschritt Hohlräume an der Grenzfläche Pd/GaN gebildet haben. Belahsene et al. [82] haben in ihrer Arbeit vergleichbare Hohlräume bereits nach der Metallabscheidung festgestellt. Durch nachfolgende Temperaturschritte fand dann eine Akkumulation mehrerer kleiner Löcher zu einzelnen großen statt. Da in [82] ebenfalls GaO_x an der Grenzfläche gefunden wurde, deutet dies auf eine ungenügende Reinigung vor der Metallabscheidung hin. Bei den hier verwendeten Proben konnten keine Oxide an der Grenzfläche gefunden werden. Daher ist davon auszugehen, dass die verwendete Reinigung zur Entfernung der Oberflächenoxide ausreichend ist. Die Hohlräume bei den hier hergestellten Proben verringern die Kontaktfläche um ca. 50 % [92]. Es ist naheliegend, dass dies eine direkte Auswirkung auf den Kontaktwiderstand und somit die Betriebsspannung hat. Zusätzlich ist unklar, ob sich ein andauernder Stromfluss über viele Stunden ähnlich wie die zusätzlichen Temperaturschritte in [82] auf die Grenzfläche auswirken und die effektive Kontaktfläche weiter verringern. Dies würde sich auch negativ auf die Stabilität der Bauelemente während des Betriebs auswirken. Als nächstes soll der Einfluss des Kontaktmetalls auf die strukturelle Beschaffenheit des Kontaktsystems untersucht werden. Hierfür wurden Pt-basierte p-Kontakte prozessiert. Die Pt-Schicht wurde mit einer Dicke von 30 nm auf dem p-GaN abgeschieden und bei 530 °C formiert (beides identisch zu den Pd-Kontakten). Hier konnten weder im Lichtmikroskop noch im TEM Löcher in der Metallschicht oder Hohlräume an der Grenzfläche Pt/GaN gefunden werden (siehe Abbildung 3.3). Nachfolgend soll nun die Grenzfläche des Pd/GaN-Kontaktsystems optimiert und anschließend TLM-Untersuchungen für beide Kontaktmetalle zur Minimierung der Kontaktwiderstände durchgeführt werden.

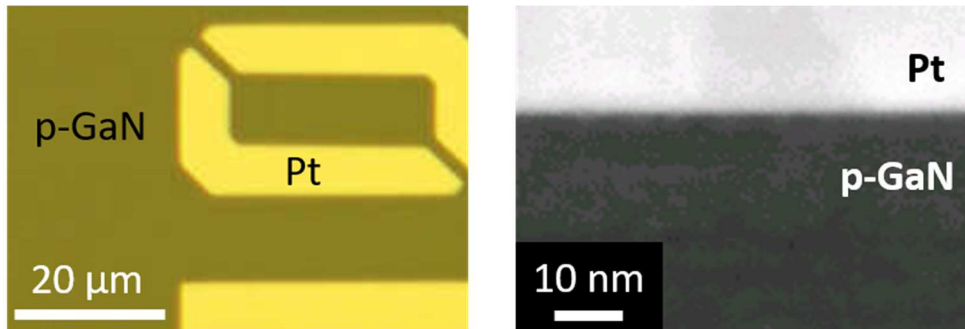


Abbildung 3.3: Bilder der Pt-Kontaktschicht nach der Formierung, links: im Lichtmikroskop und rechts: Pt/GaN-Grenzfläche im TEM

Um das Zusammenziehen der Pd-Schicht auf der Oberfläche des Halbleiters zu verhindern, wurde auf der 30 nm dicken Pd-Schicht zusätzlich eine 20 nm dicke Pt-Schicht abgeschieden. Dies führte dazu, dass das Pd/Pt-Schichtpaket wie die reine Pt-Schicht nach dem Tempern keine Löcher mehr aufwies. Die Anzahl und Größe der Hohlräume an der Pd/GaN-Grenzfläche konnte dadurch jedoch nicht verringert werden [92].

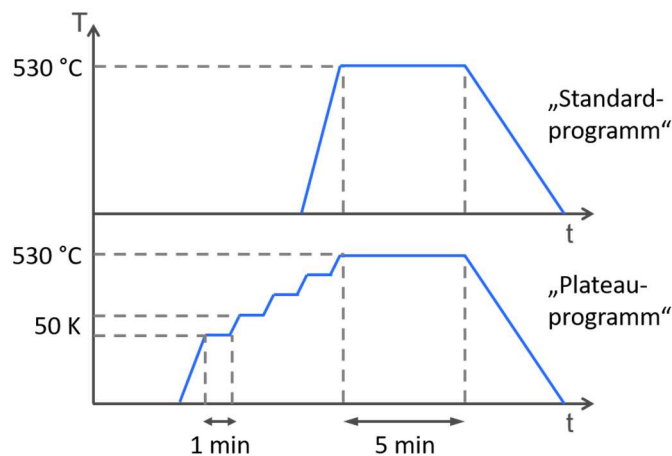


Abbildung 3.4: Schematischer Vergleich des Standard-RTA-Programms mit dem entwickelten Plateauprogramm für die Formierung der Pd-basierten p-Kontakte

Da die Hohlräume erst nach der Kontaktformierung entstehen, soll nun der Einfluss der Formierungsbedingungen untersucht werden. Eine Formierungstemperatur von 530 °C hatte in vorangegangenen Untersuchungen stets die niedrigsten Kontaktwiderstände zur Folge, daher soll diese hier konstant gehalten werden. Damit bleibt die Temperaturrampe zum Einstellen der Maximaltemperatur der zu variierende Prozessparameter. Eine einfache Verlängerung der Rampe von 30 s auf 3 min reduzierte die Hohlräume an der Grenzfläche nicht [92]. Wurden jedoch in die Aufheizphase einzelne Plateaus integriert, bei denen die Temperatur konstant gehalten wird, konnte die Menge der entstehenden Hohlräume reduziert werden. Hierbei zeigte das Plateauprogramm aus Abbildung 3.4 mit Haltezeiten von 60 s auf jeder Plateau-Stufe und Temperaturschritten von 50 K die besten Ergebnisse und führte zu einer reduzierten Hohlräumbedeckung von etwa 10 % [92].

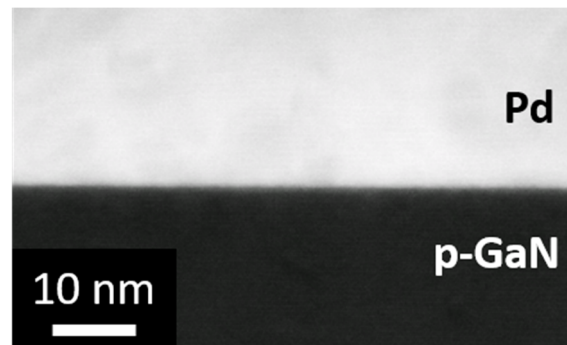


Abbildung 3.5: TEM-Aufnahme der Pd/GaN-Grenzfläche nach Verwendung einer Pd-Opferschicht und Formierung mit dem Plateauprogramm

Wie aus den Untersuchungen von Belahsene et al. [82] hervorgeht, kann der Zustand der GaN-Oberfläche vor der Metallisierung eine Auswirkung auf die Qualität der Grenzfläche zwischen Pd und GaN haben. Durch die TEM-Untersuchungen konnten, wie bereits erwähnt, keine Hinweise auf nicht entfernte Oberflächenoxide gefunden werden. Jedoch zielt die bisher verwendete Reinigung vor der Metallabscheidung auch nur auf die Entfernung von Oxiden ab. Mögliche Verunreinigungen durch metallische Verbindungen oder Kohlenstoff werden nicht entfernt. Daher sollte durch verschiedene Präparationen der Oberfläche untersucht werden, wie sich deren chemische Zusammensetzung auf die Qualität der Grenzfläche zum Pd auswirkt. In vorhergehenden Untersuchungen hatte sich gezeigt, dass die Kontaktwiderstände durch die Verwendung einer Pd-Opferschicht verringert werden können. Hierfür wurde nach der Oxidentfernung eine 30 nm dicke Pd-Schicht unter den gleichen Bedingungen wie die Kontaktschicht abgeschieden. Anschließend wurde selbige mit Königswasser (Gemisch aus konzentrierter Salz- und Salpetersäure im Verhältnis 3:1) nasschemisch entfernt und danach die Kontaktmetalle aufgedampft. TEM-Untersuchungen zeigten, dass Proben mit so konditionierten Oberflächen und anschließender Formierung der Pd-Kontaktschicht mit dem Standardprogramm eine reduzierte Hohlraumbedeckung von ca. 35 % aufwiesen. Bei einer Kombination von Pd-Opferschicht und Plateauprogramm lassen sich keine Hohlräume mehr finden (siehe Abbildung 3.5 und [92]).

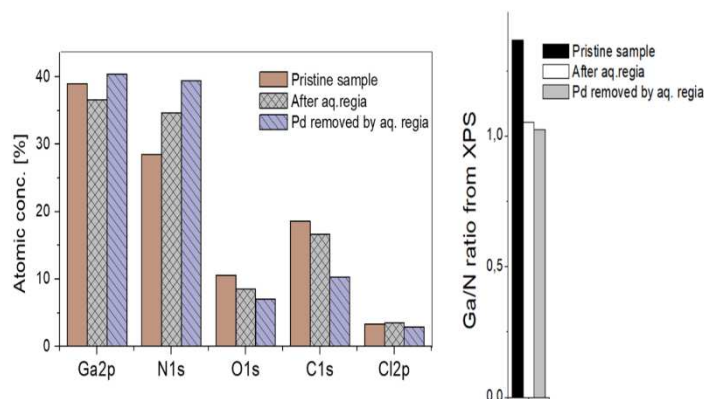


Abbildung 3.6: Oberflächenzusammensetzung in Abhängigkeit der Vorreinigung (Abbildung entnommen aus [92])

Um die Wirkung der Pd-Opferschicht und ihrer anschließenden Entfernung zu verstehen, wurden die Oberflächen von drei Proben unterschiedlich präpariert. Hierfür wurde als Referenz eine Probe mit verdünnter Fluorwasserstoffsäure gereinigt, eine zweite anschließend mit der Pd-Opferschicht bedampft und diese dann mit Königswasser entfernt. Um die Wirkung der Opferschicht von der alleinigen Reinigung mit Königswasser unterscheiden zu können, wurde die dritte Probe nur mit Königswasser und verdünnter Fluorwasserstoffsäure gereinigt. Die Proben wurden anschließend auf ihre chemische Zusammensetzung in Oberflächennähe mittels Röntgenphotoelektronenspektroskopie (XPS, engl.: X-ray photoelectron spectroscopy) untersucht. Das Verhältnis von Ga zu N der Referenzprobe beträgt hier ca. 1,4:1. Dies liegt an der Tendenz von GaN-Schichten Stickstoff in Oberflächennähe abzugeben [74]. Sowohl die Reinigung mit Königswasser als auch die zusätzliche Verwendung der Pd-Opferschicht bewirken, dass das Verhältnis aus Ga zu N sich dem Wert von 1 annähert (siehe Abbildung 3.6). Allerdings werden durch die Verwendung der Opferschicht zusätzliche Verunreinigungen wie Sauerstoff und vor allem Kohlenstoff effizienter entfernt. Hieraus lässt sich ableiten, dass ein stöchiometrisches Verhältnis von Ga zu N von 1:1 bei möglichst wenigen Verunreinigungen und einem entsprechend angepassten Formierungsprogramm zu einer besseren Benetzung der GaN-Oberfläche mit Pd führt.

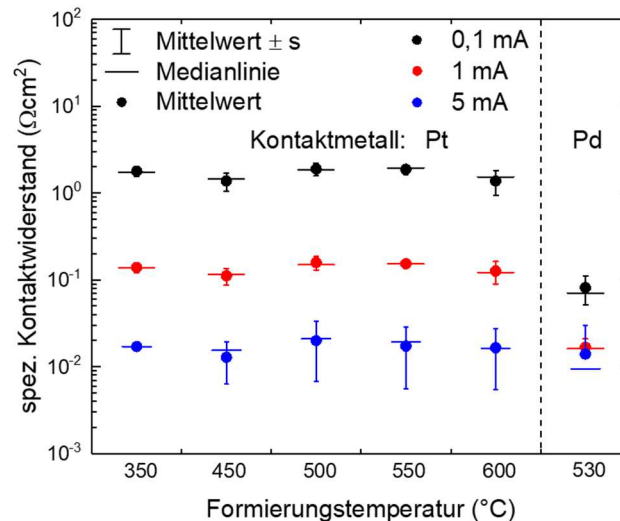


Abbildung 3.7: Abhängigkeit des spez. Kontaktwiderstands der Pt-basierten p-Kontakte von der Formierungstemperatur und als Referenz der Pd-basierte Kontakt mit optimierter Formierungstemperatur

Abschließend sollen die beschriebenen Optimierungen der einzelnen Prozessschritte hinsichtlich ihrer Auswirkungen auf den spezifischen Kontaktwiderstand beurteilt werden. In Abbildung 3.7 ist die Ausgangssituation vor diesen Optimierungen dargestellt, d. h. als Vorreinigung wurde die erwähnte 2 min lange Oxidätzung mit verdünnter Fluorwasserstoffsäure durchgeführt und zur Formierung das Standardprogramm verwendet. Die Kontaktschichtdicke betrug für beide Metalle 30 nm. Für die Pt-Kontakte wurde eine Variation der Formierungstemperatur durchgeführt. Zum Vergleich sind die Kontaktwiderstände der Proben mit Pd-Kontakten bei der optimierten Formierungstemperatur von 530 $^{\circ}\text{C}$ dargestellt. Auffällig ist zunächst, dass für die spezifischen Kontaktwiderstände der Pt-Kontakte in dem hier betrachteten Temperaturbereich keine Abhängigkeit von der Formierungstemperatur festzustellen ist. Weiterhin ist der Kontaktwiderstand bei einem Strom von 5 mA für alle Proben im Rahmen der Streuung ähnlich. Jedoch nimmt dieser bei Strömen von 1 mA und 0,1 mA für die Pt-Kontakte um jeweils etwa eine Größenordnung zu. Dies ist ein Maß für die Nichtlinearität der Kennlinie und somit für die sich ausbildende Schottky-Barriere. Vergleicht man hierzu den Pd-Kontakt, ist ersichtlich, dass die drei Messpunkte innerhalb einer Größenordnung und somit deutlich näher beieinander liegen. Es bildet sich also ebenfalls eine Schottky-Barriere aus, jedoch ist diese kleiner.

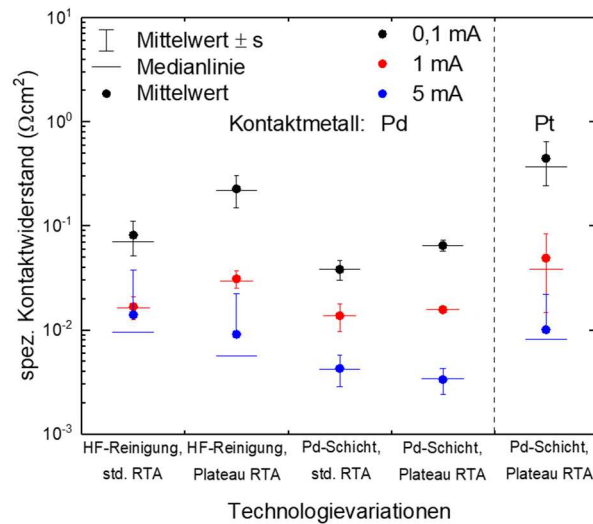


Abbildung 3.8: Einfluss der Technologievariationen auf die spez. Kontaktwiderstände von Pd- und Pt-basierten p-Kontakten

In Abbildung 3.8 sind die Kontaktwiderstände für die verschiedenen Entwicklungsstufen der Technologie dargestellt. Die Verwendung des Plateauprogramms führte zu einer leichten Verringerung des Kontaktwiderstands um den Faktor 2 bei einem Strom von 5 mA. Allerdings erhöhte sich die Nichtlinearität des Kontakts durch den insgesamt längeren Formierungsschritt. Die Verwendung der Pd-Opferschicht zusammen mit dem Standardprogramm für die Formierung führte zu einer Verringerung des Kontaktwiderstands um den Faktor 3 im Vergleich zur Referenzprobe. Dies bedeutet, dass das Reduzieren von Verunreinigungen sowie das Einstellen des Verhältnisses von Ga zu N auf den Wert 1 zu einer Reduzierung der Barriere an der Grenzfläche führt. Die zusätzliche Verwendung des Plateauprogramms hatte den gleichen Effekt wie bei der Nutzung der Standardreinigung, der Kontaktwiderstand verringerte sich leicht bei gleichzeitiger Erhöhung der Nichtlinearität. Die Anwendung der gleichen Kontakttechnologie führte bei den Pt-basierten Kontakten nur zu einer leichten Verbesserung der Kontakteigenschaften. So konnte der Kontaktwiderstand bei einem Strom von 5 mA um den Faktor 2 verringert werden. Die Nichtlinearität nahm ebenfalls leicht ab. Insgesamt reagierte der Pt-Kontakt deutlich weniger auf die vorgenommenen technologischen Variationen.

Zusammenfassend konnten in diesem Kapitel die Einflüsse der Vorreinigung und des Formierungsprogramms auf den Kontaktwiderstand sowohl für Pd- als auch Pt-Schichten dargestellt werden. Die Pd-Kontakte zeigten in Abhängigkeit der Oberflächenvorbehandlung und des Formierungsprogramms Hohlräume an der Grenzfläche zum GaN. Eine geeignete Vorreinigung zusammen mit dem angepassten Formierungsprogramm verhinderten dies und verringerten den Kontaktwiderstand, wobei die Vorreinigung den größeren Einfluss auf den Kontaktwiderstand hatte. Die Verwendung des Plateauprogramms stellt einen Kompromiss dar. So konnte das Auftreten der Hohlräume verhindert werden, jedoch erhöhte sich dafür die Nichtlinearität der Kontakte leicht. Für die Prozessierung der im Ver-

lauf dieser Arbeit gezeigten Laserdioden wurde das Plateauprogramm verwendet, da das Risiko für betriebsinduzierte Kontaktinstabilitäten mit Hohlräumen an der Pd/GaN-Grenzfläche größer einzuschätzen ist als ohne diese.

Nachdem die Wirkung der Pd-Opferschicht durch die beschriebenen Methoden analysiert wurde, konnte sie durch eine Vorreinigung bestehend aus einem mehrstufigen Ätzprozess ersetzt werden. Hierbei wurden die Proben zunächst für 10 min in einem Gemisch aus Schwefelsäure, Wasserstoffperoxid und Wasser im Verhältnis 3:1:1 gereinigt. Hierdurch werden hauptsächlich Kohlenstoff und metallische Verbindungen entfernt. In einem zweiten Schritt erfolgte, die bereits vorgestellte Ätzung im Königswasser für 2 min, wodurch auch Edelmetalle entfernt werden können. Abschließend wurden die Oberflächenoxide durch verdünnte HF-Säure geätzt. An dieser Stelle ist anzumerken, dass diese Reinigungsprozedur nicht im Detail optimiert und hinsichtlich der einzelnen Schritte auf die exakte Wirkung untersucht wurde. Allerdings konnten so die Grenzflächenqualität und Kontaktwiderstände der Proben mit Pd-Opferschicht reproduziert werden. Daher wurde diese Abfolge, für die in dieser Arbeit gezeigten Laserdioden verwendet.

Zwar konnten die Einflüsse der einzelnen Prozessschritte auf den Kontaktwiderstand aufgezeigt werden, jedoch sind die genauen physikalischen Mechanismen der Pd-basierten p-Kontakte nicht bekannt. In der Literatur wird oft die Bildung von Pd-Galliden zur Erklärung von Ohm'schen Kontakten herangezogen [80-87]. Hierbei wird argumentiert, dass die Bildung der Gallide zu Ga-Fehlstellen in der Nähe der Kontakte führen, welche als Akzeptoren wirken und somit den Kontaktwiderstand verringern. In den hier beschriebenen Proben konnten bei den TEM-Untersuchungen keine metallischen Verbindungen gefunden werden. Inwieweit diese für Ohm'sche Kontakte notwendig sind, ist jedoch unklar. Die erzielte Verringerung der Kontaktwiderstände auf einen Wert von ca. $3 \times 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ ist noch ungefähr eine Größenordnung von dem zu Beginn des Kapitels definierten Wert entfernt. Um dies zu erreichen, wäre eine Optimierung der verwendeten Epitaxiestruktur der nächste Schritt. Hier ist insbesondere die Mg-Dotierung der letzten GaN-Schicht zu nennen, da diese entscheidend für die Menge an Akzeptoren in Kontaktnähe und somit für die Reduzierung der Raumladungszone ist.

3.1.2 Einfluss der Aktivierung der p-Leitfähigkeit auf den Kontaktwiderstand

Nach den technologischen Optimierungen aus dem vorherigen Kapitel soll nun der Einfluss des Halbleiters auf den Kontaktwiderstand untersucht werden. Allerdings konnten im Rahmen dieser Arbeit keine systematischen Epitaxievariationen der Dicken oder Dotierungen einzelner Schichten durchgeführt werden. In diesem Kapitel liegt der Fokus auf der Aktivierung der p-Leitfähigkeit und deren Einfluss auf die Kontaktwiderstände.

Die Dotierung von p-GaN wird durch den Einbau von Mg in das Kristallgitter realisiert. Wird ein Ga-Atom durch ein Mg-Atom substituiert und dieses ionisiert, wirkt es als Akzeptor. Jedoch werden im MOCVD-Wachstum zusammen mit dem Magnesium große Mengen an Wasserstoff in den Halbleiter eingebaut. Dies führt zur Bildung von Mg-H-Komplexen. In diesen Komplexen passiviert der Wasserstoff das Magnesium und die Schicht wird hochohmig. Zur Aktivierung der p-Leitfähigkeit müssen die Mg-H-Komplexe aufgebrochen werden und der Wasserstoff von den Akzeptoren wegdiffundieren [9, 93]. Nakamura et al. [6] konnten zeigen, dass eine thermische Aktivierung in Stickstoffatmosphäre bei 700 °C die p-Leitfähigkeit um 6 Größenordnungen steigert. Die hier verwendete Aktivierung erfolgt in-situ in der MOCVD-Anlage unter Stickstoffatmosphäre bei 860 °C für 15 min. In einer Studie von Hull et al. [10] konnte nachgewiesen werden, dass eine Aktivierung in sauerstoffhaltiger Atmosphäre zu einer effizienteren Entfernung des Wasserstoffs führt. Koide et al. [94] führen dies auf eine chemische Reaktion an der GaN-Oberfläche zwischen Wasserstoff und Sauerstoff zurück, bei der H₂O entsteht. Daher wurde vergleichend eine Probe ex-situ in einem RTA-Ofen unter Stickstoff-Sauerstoff-Atmosphäre (Verhältnis 7:3) bei 820 °C für 2 min aktiviert. Anschließend wurden beide Proben mit den in Kapitel 3.1.1 vorgestellten Technologieoptimierungen zu TLM-Strukturen prozessiert.

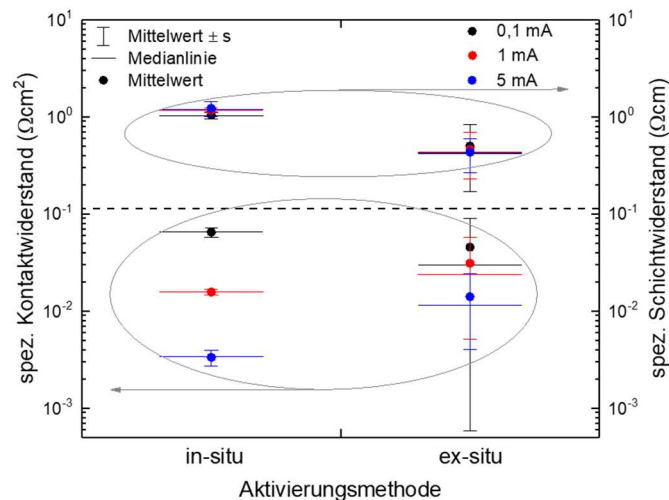


Abbildung 3.9: Spez. Kontakt- und Schichtwiderstände aus den TLM-Messungen bei verschiedenen Messströmen für unterschiedlich aktivierte Proben

In Kapitel 3.1.1 wurde die Technologie auf konstanter Epitaxie variiert, d.h. Veränderungen bei den TLM-Ergebnissen konnten der Grenzfläche GaN/Metall und somit den daraus resultierenden Kontaktwiderständen zugeordnet werden. In diesem Kapitel können durch unterschiedliche Aktivierungsbedingungen neben der Oberflächenbeschaffenheit, also dem Ga zu N Verhältnis und der Menge an Verunreinigungen, auch die Leitfähigkeit der Epitaxieschicht verändert werden. Dies kann den Kontaktwiderstand direkt beeinflussen, aber eben auch die Leitfähigkeit und somit den Schichtwiderstand zwischen den beiden Kontaktpads. Das muss bei der Analyse der Messergebnisse beachtet werden. In Abbildung 3.9

sind die Kontakt- und Schichtwiderstände der beiden Proben bei jeweils 0,1 mA, 1 mA und 5 mA gezeigt. Aus dieser Darstellung kann man mehrere Dinge folgern. Zunächst einmal ist der Unterschied zwischen den Kontaktwiderständen im Vergleich zur in-situ aktivierten Probe bei den einzelnen Messströmen für die ex-situ aktivierte geringer, d. h. die Nichtlinearität der Kontakte hat sich verringert. Der Kontaktwiderstand bei 5 mA nimmt hingegen um fast eine Größenordnung zu, bei gleichzeitiger Reduktion des Schichtwiderstands um den Faktor 3.

Eine mögliche Interpretation der bisherigen Ergebnisse ist, dass die bessere Leitfähigkeit des Halbleiters bei der ex-situ Aktivierung auf eine geringere Wasserstoffkonzentration zurückzuführen ist. Allerdings scheint die Aktivierung in sauerstoffhaltiger Atmosphäre auch eine Degradation der GaN-Oberfläche zu bewirken, wodurch sich der Kontaktwiderstand bei höheren Strömen erhöht. Um diese These zu überprüfen, wurden zwei weitere Aktivierungsvariationen durchgeführt.

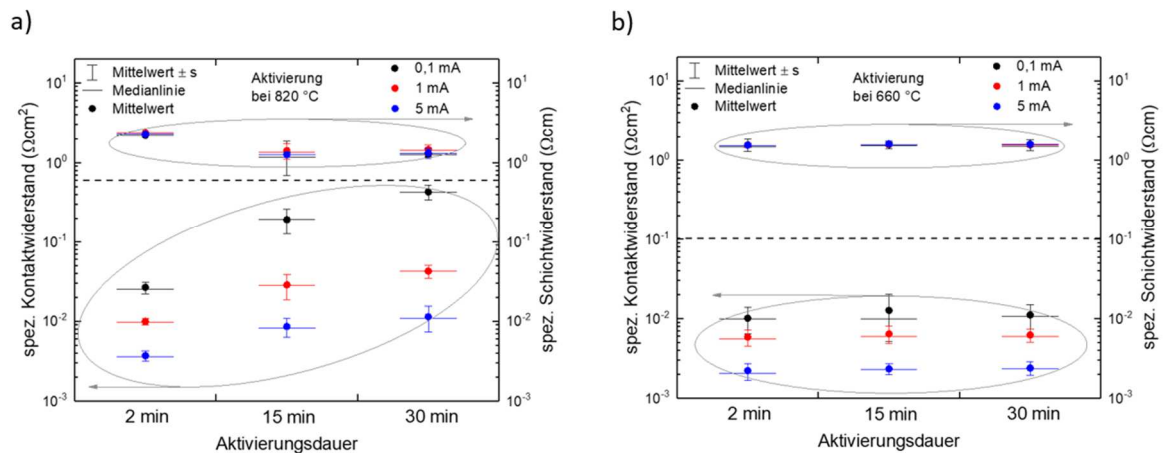


Abbildung 3.10: Spez. Kontakt- und Schichtwiderstände aus den TLM-Messungen für unterschiedliche Aktivierungsdauern unter sauerstoffhaltiger Atmosphäre bei a) 820 °C und b) 660 °C

Für diese Versuchsreihen standen Proben mit einer leicht angepassten Epitaxie zur Verfügung. Die Dicke der p-Abschlusschicht ist im Nachfolgenden von 20 nm auf 80 nm erhöht, bei gleichbleibender nomineller Mg-Dotierung. Dies führt zu einer Erhöhung des Schichtwiderstands und einer Verringerung des Kontaktwiderstands bei einer etwas größeren Nichtlinearität (Referenzprobe Abbildung 3.10a: 2 min). Trotz der etwas veränderten Ausgangsbedingungen lässt sich der gleiche Trend wie beim ersten Experiment reproduzieren. Eine längere Aktivierung in der sauerstoffhaltigen Atmosphäre führt zu einer höheren Leitfähigkeit im Halbleiter (nach 15 min keine Änderungen mehr messbar) und einer Erhöhung des Kontaktwiderstands einhergehend mit einer größeren Nichtlinearität. Wird die Aktivierung bei einer geringeren Temperatur, hier 660 °C, durchgeführt (siehe Abbildung 3.10b), lässt sich keine Abhängigkeit von der Aktivierungsdauer feststellen. Das bedeutet, die Degradation der Kontaktwiderstände infolge der Aktivierung in sauerstoffhalti-

ger Atmosphäre setzt eine gewisse Temperatur voraus. Die Kontaktwiderstände der bei 660 °C aktivierten Proben sind vergleichbar mit denen der bei 820 °C aktivierten Referenzprobe. Nicht sofort verständlich sind die etwas geringeren Schichtwiderstände. Folgt man strikt der bisherigen Argumentation, würde dies bedeuten, dass die Aktivierung bei 660 °C eine höhere Leitfähigkeit des Halbleiters zur Folge hat als die Aktivierung bei 820 °C für 2 min. Um dies zu quantifizieren wurden die Mg- und H-Konzentrationen mittels Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS) bestimmt. Für eine exakte Messung der Konzentrationen muss eine Kalibrierung auf das jeweilige Material erfolgen. In diesem Fall wurden für die gesamten Messungen eine Kalibrierung auf GaN verwendet. Dies führt zu einer leichten Überbewertung des Signals in Al-haltigen Schichten. Für einen qualitativen Vergleich der Proben untereinander mit gleicher Epitaxie ist diese Methode dennoch zulässig.

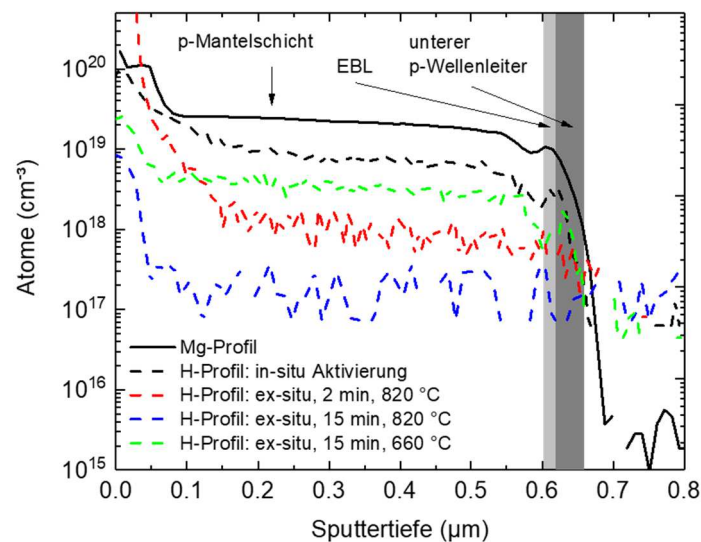


Abbildung 3.11: Vergleich der durch SIMS gemessenen Wasserstoffkonzentrationen unterschiedlich aktivierter Proben

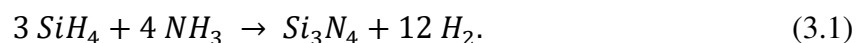
In Abbildung 3.11 ist aus Übersichtsgründen nur ein Mg-Profil dargestellt. Die Mg-Konzentrationen der einzelnen Proben sind sehr vergleichbar bei $(2 \pm 0,5) \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Durch die 2-minütige ex-situ Aktivierung bei 820 °C lässt sich die Wasserstoffkonzentration im Vergleich zur in-situ Aktivierung von etwa $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ auf $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ reduzieren. Eine Verlängerung der Aktivierungszeit verringert die Wasserstoffkonzentration in die Größenordnung der Auflösungsgrenze der SIMS von etwa $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Diese Messungen lassen sich mit den ermittelten Schichtwiderständen der Proben korrelieren, d.h. die Aktivierungen in sauerstoffhaltiger Atmosphäre reduzieren die Wasserstoffkonzentration auf der p-Seite der Wafer. Dies führt zu einer höheren Anzahl an aktivierten Akzeptoren und somit zu einer höheren Leitfähigkeit der Halbleiterschicht bei der TLM-Messung. Nicht ins Bild dieser Argumentation passt die Wasserstoffkonzentration von $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ der Probe, die bei 660 °C aktiviert wurde. Hier würde man in Abbildung 3.10b einen höheren Schichtwiderstand erwarten. Generell lässt sich sagen, dass bei genügend hoher Statistik,

Trends in den TLM-Messungen gut abzulesen sind. Allerdings unterliegt sowohl die Epitaxie als auch der Prozess Schwankungen in der Reproduzierbarkeit. Dies kann hauptsächlich bei Vergleichen verschiedener Wafer aus unterschiedlichen Prozessen zu Streuungen der Messdaten führen. In Kapitel 4.1.2 werden die aus den unterschiedlichen Aktivierungen resultierenden Kontaktwiderstände nochmals anhand der Betriebsspannungen von Breitstreifenlasern diskutiert.

3.2 Dielektrische Isolatorschichten

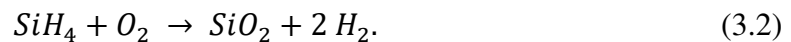
Bei Rippenwellenleitern werden zur Führung des Stroms vom Kontaktpad zur Rippe dielektrische Schichten verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Laserdioden sowohl mit Siliziumnitrid (Si_3N_4) als auch mit Siliziumdioxid (SiO_2) als Isolator prozessiert. In diesem Kapitel erfolgt zunächst eine kurze Beschreibung der Abscheidung der Isolatoren und einige daraus resultierende Eigenschaften der Schichten. Anschließend werden mit der Wasserstoff- und Siliziumdiffusion zwei möglicherweise die Lebensdauer begrenzende Prozesse vorgestellt und die beiden verwendeten Materialien hinsichtlich dieser untersucht.

Die hier verwendeten Schichten wurden mittels plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (PECVD, engl.: plasma enhanced chemical vapour deposition) hergestellt. Hierbei werden die schichtbildenden Materialien über Trägergase in einen Parallelplatten-Reaktor eingeleitet. Durch das Anlegen einer hochfrequenten Wechselspannung zwischen den beiden Elektrodenplatten wird bei geeignetem Gasdruck ein Plasma erzeugt. Der Wafer befindet sich dabei auf der Kathode und ist dem Plasma somit direkt ausgesetzt. Die freien Elektronen des Plasmas liefern durch Stöße die Energie für die Dissoziation der Moleküle des Trägergases. Dabei entstehen verschiedenartige reaktive und inerte Gaskomponenten, wodurch die möglichen chemischen und physikalischen Prozesse sehr vielfältig werden. Vereinfacht dargestellt, dissoziieren die Prozessgase im Plasma zu reaktiven Radikalen und bilden dann auf der Oberfläche des Wafers die dielektrische Schicht [95]. Die in dieser Arbeit verwendeten Si_3N_4 -Schichten wurden in der PECVD-Anlage Si 600D der Fa. Sentech bei einer Prozesstemperatur von 345 °C abgeschieden. Als Trägergase wurden Silan und Ammoniak verwendet. Daraus ergibt sich folgende Reaktionsgleichung:



Je nach den konkreten Abscheidebedingungen im Reaktor kann sich bei diesem Verfahren die stöchiometrische Zusammensetzung der Schicht stark ändern. Daher wird im Nachfolgenden das Siliziumnitrid als SiN_x bezeichnet. Durch unvollständige Dissoziation der Moleküle in den Trägergasen werden ebenfalls SiH_x und NH_x Verbindungen in die Schicht eingebaut. So entstehen bei PECVD-Abscheidungen von SiN_x Wasserstoffanteile zwischen 10 at.% und 30 at.% [95].

Neben der beschriebenen Anlage wurde auch ein sogenannter Remote-Reaktor zur Erzeugung der dielektrischen Schichten verwendet. Bei diesem Reaktortyp wird das Plasma räumlich vom Wafer getrennt und in der Plasmakammer über eine induktive Plasmaquelle (ICPECVD, engl.: inductively coupled plasma enhanced chemical vapour deposition) erzeugt. Durch die räumliche Trennung kann das Plasma eine höhere Energie aufnehmen, da der direkte Beschuss der Waferoberfläche mit Ionen vermieden wird. Als weiterer Unterschied zum Parallelplatten-Reaktor wird nur ein Prozessgas in die Plasmakammer geleitet und dort dissoziiert. Das zweite Prozessgas wird direkt in die Probenkammer injiziert und reagiert dann auf der Oberfläche des Wafers mit den Radikalen des anderen Prozessgases zum Dielektrikum. In ICPECVD-Anlagen ist es möglich, Dielektrika mit ähnlichen Schichteigenschaften wie in PECVD-Anlagen aber bei niedrigeren Prozesstemperaturen abzuscheiden. So wurde für die verwendeten Schichten eine Temperatur von 130 °C genutzt. An der hier verwendeten Anlage Si 500D der Fa. Sentech besteht neben der Möglichkeit SiN_x auch die Option SiO_2 abzuscheiden. Hierfür wird als Trägergas Sauerstoff in die Plasmakammer und Silan in die Probenkammer eingeleitet. Damit ergibt sich die Reaktionsgleichung zu:



Generell ist die Abscheidung in Remote-Reaktoren anisotroper als in Parallelplatten-Reaktoren. Daher ergeben sich bei der Beschichtung von Wafern mit strukturierter Oberfläche unterschiedliche Schichtdicken in horizontaler und vertikaler Richtung. Bei einem Rippenwellenleiter ist der Isolator auf der Rippe daher dicker als an dessen Seitenwand. Das Verhältnis aus vertikaler zu horizontaler Schichtdicke wird als Kantenbedeckung bezeichnet. In Abbildung 3.12 ist der Vergleich zwischen zwei SiN_x -Beschichtungen aus den unterschiedlichen Reaktortypen aufgezeigt. Für die ICPECVD-Anlage ergibt sich eine Kantenbedeckung von ca. 0,5 (dies gilt sowohl für SiO_2 - als auch SiN_x Schichten) und für die PECVD-Anlage von ca. 0,8. Die Durchschlagsfeldstärken der Isolatoren wurden in der Abschlussarbeit von F. Glause [96] mit Messungen an Kondensatorstrukturen bestimmt. So ergibt sich für das verwendete SiN_x ein Wert von ca. 8 MV/cm und für das SiO_2 5 MV/cm. Damit die Laser eine elektrische Spannung von 10 V aushalten, muss die SiN_x -Schicht mindestens 12 nm dick sein. Um hier eine technologische Sicherheit einzubauen, wurde für das SiN_x eine horizontale Schichtdicke von 150 nm gewählt. Um mit der verringerten Kantenbedeckung und Durchschlagsfestigkeit eine ähnlich gute elektrische Isolation zu erzielen, wurde die Schichtdicke für Laser mit SiO_2 als Isolator auf 300 nm erhöht.

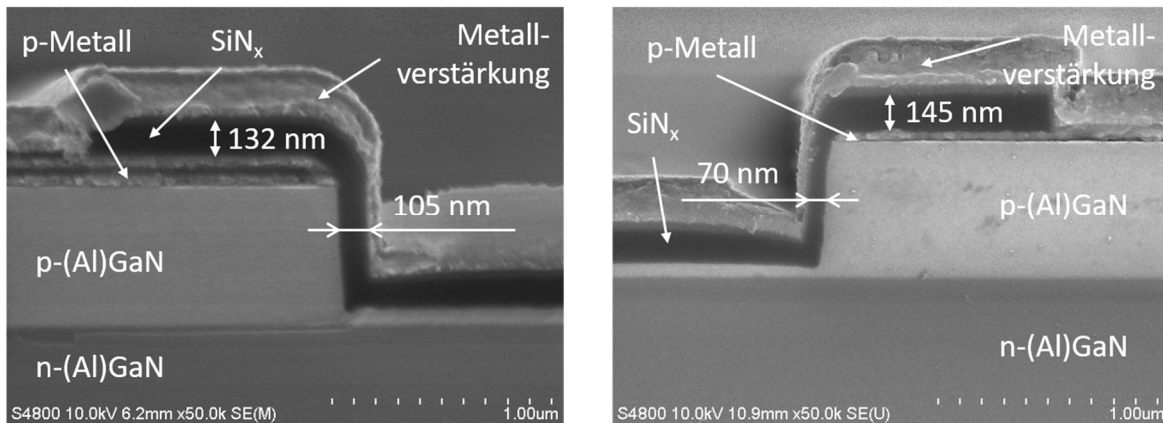


Abbildung 3.12: Vergleich von REM-Bildern der Kantenbedeckung von SiN_x -Abscheidungen in verschiedenen Reaktortypen, links: PECVD-Anlage und rechts: ICPECVD-Anlage

Neben der Kantenbedeckung ändert sich in Abhängigkeit vom verwendeten Reaktortyp auch die Schichtzusammensetzung. So führen die beschriebenen Unterschiede in den ablaufenden Dissoziationsreaktionen und der Prozesstemperatur zu verschiedenen Mengen an eingebautem Wasserstoff. Die Wasserstoffkonzentration im Halbleiter von GaN-basierten Laserdioden spielt eine entscheidende Rolle für die Lebensdauer. Zu hohe Konzentrationen führen im cw-Betrieb zum Anstieg der Betriebsspannung und können evtl. den p-Kontakt degradieren (siehe Kapitel 4.2 und [48, 97]). Daher ist zunächst wichtig, bei der Aktivierung der p-Leitfähigkeit möglichst viel Wasserstoff aus dem Halbleiter auszutreiben (siehe Kapitel 3.1.2). Weiterhin sollte in folgenden Prozessschritten nicht wieder Wasserstoff in den Halbleiter eindiffundieren. Besonders kritisch ist hier die Isolatorabscheidung, da zu diesem Zeitpunkt der Halbleiter entlang der Rippenkanten offen liegt. Meneghini et al. [98] konnten zeigen, dass GaN-basierte LEDs mit SiN_x -Isolator nach wiederholten Temperaturschritten bei 250 °C ansteigende Betriebsspannungen aufwiesen, wohingegen LEDs ohne SiN_x diesen Effekt nicht aufzeigten. Die Autoren vermuten eine nachträgliche Passivierung der Mg-Akzeptoren durch eindiffundierten Wasserstoff. Han et al. [99] konnten mittels elastischer Rückstreudetektionsanalyse (ERDA, engl.: elastic recoil detection analysis) bei InGaZnO-Dünnschichttransistoren die Eindiffusion von Wasserstoff aus einer SiN_x -Schicht in den Halbleiter nach einem Temperaturschritt bei 250 °C messen. Solche direkten Messungen sind bei Rippenwellenleitern aufgrund der kleinen Abmaße sehr schwierig. Daher können hier nur die Auswirkungen auf die Lebensdauer in Abhängigkeit des verwendeten Isolators beurteilt werden (siehe Kapitel 5.2.1).

Um die Wasserstoffkonzentrationen in den Isolatorschichten zu bestimmen, wurden am Helmholtz Zentrum Dresden Rossendorf Proben mittels ERDA vermessen. Der Vergleich des Wasserstoffgehalts der SiN_x -Schichten aus den unterschiedlichen Reaktortypen (siehe Tabelle 3.1) zeigt den Einfluss der Reaktorgeometrie. Durch die Abscheidung in der ICPECVD-Anlage wird der Wasserstoffgehalt von SiN_x -Schichten im Vergleich zur PECVD-Anlage nahezu halbiert. Beim SiO_2 liegt der gemessene Wasserstoffgehalt mit

0,6 at.% nahe der Auflösungsgrenze und ist im Vergleich zu den SiN_x-Schichten um mehr als eine Größenordnung reduziert.

Tabelle 3.1: Wasserstoffgehalt der verwendeten Isolatoren in Abhängigkeit vom Material und der Reaktorgeometrie

Material	Reaktortyp	Wasserstoffgehalt
SiN _x	Parallelplatten-Reaktor (PECVD)	22 at.%
SiN _x	Remote-Reaktor (ICPECVD)	12 at.%
SiO ₂	Remote-Reaktor (ICPECVD)	0,6 at.%

Bei den in Kapitel 3.1.1 beschriebenen TEM-Untersuchungen an quer zur Rippenrichtung erzeugten Lamellen wurden ebenfalls Materialanalysen an einzelnen Schichten mittels energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDX, engl.: energy dispersive X-ray spectroscopy) durchgeführt. Dabei wurde Si in der Pd-Kontaktschicht nachgewiesen. Die Auswirkungen auf den Laserbetrieb sind nicht eindeutig zu klären. Generell ist Si ein Fremdatom im GaN und sollte es in den Halbleiter diffundieren, kann es somit bei ausreichender Konzentration die Beweglichkeit der Ladungsträger verringern. Bei einem Vorhandensein von Ga-Vakanzen kann es auf einem Gitterplatz eingebaut werden, dort als Donator wirken und die p-Leitfähigkeit verringern. In unmittelbarer Nähe zum Kontakt können beide Effekte den Kontaktwiderstand und somit die Betriebsspannung erhöhen. Daher soll im Nachfolgenden die Herkunft des Siliziums geklärt werden.

Während des in Kapitel 2.3 beschriebenen Rippenwellenleiterprozesses wird nur während der Isolatorabscheidung Si benutzt. Andere mögliche Quellen für das Si wären Kontaminationen der Waferoberfläche oder der Pd-Quelle bei der Metallabscheidung. Um die Quelle des Si zweifelsfrei festzustellen, wurden mehrere Testproben zunächst mit verdünnter HF-Säure gereinigt und anschließend mit Pd beschichtet. Bei den Rippenwellenleiterstrukturen handelte es sich um Laser mit SiN_x aus dem Parallelplatten-Reaktor. Bei den Testproben wurde SiN_x aus beiden zur Verfügung stehenden Reaktortypen verwendet, um den möglichen Einfluss der Abscheidemethode zu untersuchen. Nach der Abscheidung wurde das SiN_x nasschemisch mit HF-Säure entfernt. Sowohl nach der Metallabscheidung als auch der Ätzung wurden die Testproben mittels EDX untersucht. Direkt nach der Metallabscheidung konnte kein Si in den Proben gefunden werden. Somit lassen sich systematische Verunreinigungen ausschließen. Nur bei den Proben, die im PECVD-Reaktor mit SiN_x beschichtet wurden, konnte Si gefunden werden (siehe Abbildung 3.13). Wie man in Abbildung 3.13 sieht, wurden diese Proben mit der nicht optimierten Kontakttechnologie hergestellt und weisen daher Löcher im Pd auf. Das eröffnet die Möglichkeit, EDX Messungen auch direkt am Halbleiter durchzuführen. Hier konnte bei keiner Probe Si detektiert werden. Daraus lässt sich ableiten, dass während der SiN_x-Abscheidung das Si nur in das Pd diffundiert und dann dort verbleibt. Da bei der in Kapitel 3.1.1 optimierten Kontakt-

technologie ein Pd/Pt-Kontakt verwendet wird, wurden ebenfalls Proben mit dieser Metallfolge beschichtet, danach in der PECVD-Anlage mit SiN_x beschichtet und dieses anschließend nasschemisch entfernt. Auch bei diesen Proben konnte mittels EDX kein Si detektiert werden. Das Pt wirkt hier als Diffusionsbarriere und verhindert die Eindiffusion des Si in die Pd-Schicht.

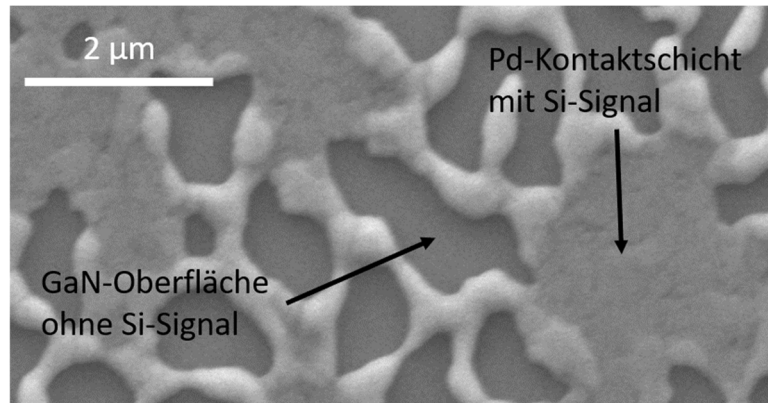


Abbildung 3.13: REM-Aufnahme mit den zugehörigen EDX-Messpunkten der löchrigen Pd-Kontaktschicht nach der SiN_x -Beschichtung und anschließender Entfernung

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die höhere Temperatur in der PECVD-Anlage bei gleichzeitigem Vorhandensein einer freien Pd-Schicht zur Eindiffusion von Si in selbige führt. Die Verwendung der Pt-Schicht aus dem optimierten Kontaktprozess verhindert dies. Eine Eindiffusion des Si während der PECVD-Abscheidung in den Halbleiter konnte nicht gemessen werden. Allerdings ist unklar, ob dies nicht durch weitere Temperaturschritte, wie sie im Chipprozess vorkommen, oder den cw-Betrieb der Laser passieren kann. Weiterhin sind während der Isolatorabscheidung im vollständigen Chipprozess die Rippenseitenflächen frei. Ob hier eine Eindiffusion des Si in den p-Halbleiter stattfindet, lässt sich mit den hier durchgeführten Experimenten nicht eindeutig klären. Daher wird der Einfluss der Isolatoren auf die Kenndaten und die Lebensdauer der Laser in Kapitel 5 näher untersucht.

3.3 Herstellung von GaN-Laserchips

In diesem Kapitel steht das Vereinzeln des Wafers in Laserriegel bzw. Laserchips im Fokus. Dies ist aus mehreren Gründen ein besonders sensibler Schritt. Ein fehlerhaftes Vereinzeln außerhalb der Spaltstraßen führt in der Regel direkt zum Verlust von Laserdioden. Beim Spalten in Laserriegel werden zudem die Spiegel des Resonators, die Laserfacetten, erzeugt. Die Qualität dieser hat einen direkten Einfluss auf Laserparameter, wie die Schwelle und den Anstieg der Ausgangsleistung. Der Spaltprozess wird umso reproduzierbarer und qualitativ höherwertiger, je dünner der Wafer ist. Daher wird im ersten Teil des Kapitels das Abdünnen der GaN-Substrate ausführlich erläutert und optimiert. Im zweiten Teil geht es um die Optimierung der Ausbeute des Spaltprozesses. Hier wird zunächst der

durch das Vereinzeln entstehende Ausfallmechanismus der facettennahen Durchbrüche erklärt und das Chipdesign so verändert, dass diese vermieden werden können. Abschließend wird die Technologie des Spaltens optimiert und somit die Ausbeute an Lasern erhöht und die Streuung der facettenabhängigen Laserparameter deutlich reduziert.

3.3.1 Abdünnen von 2 Zoll GaN-Substraten

Klassischer Weise werden Wafer in der Optoelektronik abgedünnt, um den Einfluss des Substrats auf den Chip zu verringern. Werden Laserdioden mit der p-Seite nach oben auf eine Wärmesenke montiert, beeinflusst die Substratdicke sowohl den elektrischen als auch den thermischen Widerstand der Diode. Für GaN-Laser spielt beides nur eine untergeordnete Rolle. Zum einen fällt typischerweise der Großteil der Spannung über der aktiven Zone und dem p-Kontakt ab, sodass die n-Seite (und damit das Substrat) nur einen geringen Einfluss auf die Spannung hat. Zum anderen ist GaN ein sehr guter Wärmeleiter und daher der Einfluss der Substratdicke auf den thermischen Widerstand ebenfalls gering. Allerdings beeinflusst die Dicke des Substrats, wie in Kapitel 3.3.2 erläutert wird, maßgeblich die Qualität sowie die Ausbeute beim Spalten der Laserfacetten. Somit ist das Abdünnen ein entscheidender Teilprozess für die Zuverlässigkeit des Gesamtprozesses.

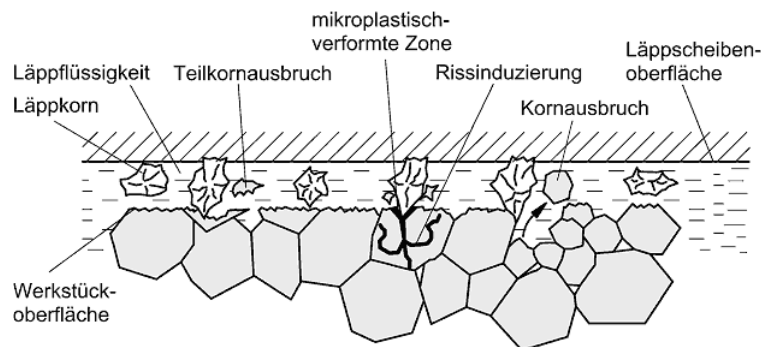


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der einzelnen Abtragsprozesse während des Läppens (Abbildung entnommen aus [100])

Grundsätzlich können Wafer mechanisch, chemisch oder durch eine Kombination von beidem abgedünnt werden. Das zu wählende Verfahren hängt jeweils vom Material und den Anforderungen an die Rauigkeit und Kristallperfektion ab. Am FBH werden GaN-Wafer mechanisch an der Läpp- und Poliermaschine „PM5“ der Fa. Logitech abgedünnt. Im Arbeitsspalt zwischen Läppkopf und Wafer befindet sich das Läppmittel, bestehend aus dem Lappkorn eingebettet in einer Flüssigkeit (siehe Abbildung 3.14). Durch das Abgleiten vom Läppkopf über das Substrat trägt das Lappkorn durch Teil- und Kornausbrüche das Substrat ab. Durch diese Anordnung ergeben sich für die Anlage als Prozessparameter das Material und die Größe des Lappkorns sowie der Anpressdruck des Läppkopfs auf den Wafer. Im Rahmen der Arbeit von L. Redaelli [60] wurde am FBH ein Prozess zum Abdünnen von einzelnen 2 Zoll Wafervierteln auf eine Zieldicke von 200 μm entwickelt. Als

Läppkorn wurde Borcarbid (B_4C) mit einer mittleren Korngröße von $9\ \mu\text{m}$ verwendet. Das Einstellen des Anpressdrucks erfolgt durch das Beschweren des Läppkopfs mit einem Gewicht von 80 g. Durch die Verwendung dieser Parameter ergab sich eine mittlere Läpprate von $0,5\ \mu\text{m}/\text{min}$ bis $5\ \mu\text{m}/\text{min}$. Diese relativ hohe Schwankung konnte nicht nur bei Vierteln unterschiedlicher Wafer, sondern auch bei verschiedenen Vierteln eines Wafers beobachtet werden. Zusätzlich zur Schwankung der mittleren Läpprate von Prozess zu Prozess konnte die Abtragsrate einer Probe während der Bearbeitung in einem ähnlichen Ausmaß variieren. Beides deutet daraufhin, dass nicht die Substratqualität die Stabilität des Prozesses begrenzt, sondern der Abtragsprozess selbst nicht stabil genug ist.

Neben den Schwankungen der Läpprate wies der Abdünnprozess eine hohe Waferbruchrate von ca. 65 % auf. Für die mechanische Fixierung des Wafers während des Abdünnens wird dieser mit der prozessierten Oberseite auf einen Glashalter geklebt. Zum Ablösen des Wafers vom Glashalter wird dieser auf $110\ ^\circ\text{C}$ erhitzt. Während des Hochheizens bzw. Ablösens kommt es dann zum Waferbruch. Mehrere Ursachen können für den Bruch verantwortlich sein. Der Kristall ist nach dem Abdünnen stark verspannt. Diese Verspannung setzt sich aus den zugverspannten Epitaxieschichten und der druckverspannten Störschicht auf der Rückseite des Wafers zusammen. Die Störschicht entsteht durch Kristallschäden, die durch den Läppprozess erzeugt werden. Die Ausdehnung dieser Schicht in den Kristall ist in etwa in der Größenordnung des verwendeten Kornes [101]. Aufgrund dieser Verspannungen weisen die Wafer nach dem Ablösen eine konkave Verbiegung mit Radien unter 1 m auf. Durch das Ablösen können die verspannten Schichten relaxieren und es kommt vorwiegend an vorhandenen Schwachstellen oder den natürlichen Spaltflächen zum Waferbruch. In [60] wurden verschiedene Wege zur Reduktion der eingebrachten Störschicht und damit der Verspannung des Wafers diskutiert. Diese kann sowohl trocken- als auch nasschemisch entfernt werden. Allerdings ist beides nicht praktikabel, da der Kleber den Prozesstemperaturen beim Ätzen nicht standhält und der Wafer somit vorher abgelöst werden müsste.

Im Rahmen dieser Arbeit sollte die Waferbruchrate reduziert und der Prozess auf 2 Zoll Wafer übertragen werden. In Tabelle 3.2 sind die untersuchten Prozessvariationen zusammengefasst. Zunächst wurde der Einfluss der Störschichtdicke untersucht. Aufgrund des Zusammenhangs von Störschichtdicke und Korngröße wurde die mittlere Korngröße auf $5\ \mu\text{m}$ und zeitgleich der Anpressdruck durch die Reduzierung des Gewichts auf 30 g reduziert. Dadurch verringerte und stabilisierte sich die Läpprate auf ca. $(0,5\ \text{bis}\ 1)\ \mu\text{m}/\text{min}$. Um bei 2 Zoll Wafers eine vergleichbare Abtragsrate zu erzielen, würde man eine Erhöhung des Gewichtes auf 120 g erwarten. Tatsächlich musste für eine Abtragsrate von $0,4\ \mu\text{m}/\text{min}$ das maximal zulässige Gewicht von 5000 g verwendet werden. Neben diesem unerwarteten Verhalten der Abtragsrate ließ sich die Bruchwahrscheinlichkeit durch die Verwendung des kleineren Kornes nicht verringern. Daraus lässt sich folgern, dass die

Korngröße in dem hier variierten Bereich und damit die Störschichtdicke nicht die stabilitätsbegrenzenden Parameter für den Abdünnprozess sind.

Tabelle 3.2: Zusammenfassung der verwendeten Prozessparameter für das Lätten der GaN-Substrate und der sich daraus ergebenden Prozesseigenschaften

Wafergröße	¼ 2 Zoll	¼ 2 Zoll	2 Zoll	2 Zoll	2 Zoll
Läppkorn	9 µm B ₄ C	5 µm B ₄ C	5 µm B ₄ C	27 µm SiC	27 µm SiC/ 9 µm B ₄ C
Anpressgewicht (g)	80	30	5000	500	500/200
Abdünnrate (µm/min)	0,5 – 5	0,5 – 1	0,4	1,5	0,7 - 1
Risse	ja	ja	ja	vereinzelt	nein
Waferbruchrate (%)	≈ 65	≈ 65	≈ 65	n. v.	≈ 10

Aufgrund des ungewöhnlichen Zusammenhangs zwischen Wafergröße und Anpressdruck sowie der hohen Bruchrate soll nachfolgend der Prozess des Lätzens genauer betrachtet werden. Wie bereits erwähnt, brechen die Wafer an den Schwachstellen des Kristalls. Diese können bereits vorhanden sein, bspw. entstandene Risse aus dem vorherigen Prozessverlauf, aber auch erst beim Abdünnen erzeugt werden. Abbildung 3.15 zeigt ein charakteristisches Mikroskopbild der Waferrückseite nach dem Abdünnen. Hier sind tiefe Kratzer zu sehen, die typischerweise in beliebigen Winkeln vom Waferrand loslaufen. Entlang dieser Kratzer können im Laufe des Abdünnprozesses Risse entstehen, die zum Waferbruch führen. Durch die Verwendung von losem Korn werden normalerweise beim Lätten durch den geringen Materialabtrag sehr hohe Oberflächengüten erreicht. Die hier zu beobachtenden tiefen Kratzer können entstehen, wenn die Korngröße des verwendeten Läppkorns inhomogen ist und somit einzelne große Körner den Wafer zerkratzen. Das kann in diesem Fall ausgeschlossen werden, da bei den hier verwendeten Läppmitteln der Hersteller das Endprodukt mit der angegebenen Korngröße siebt und somit keine größeren Körner als die angegebene mittlere Korngröße vorhanden sind. Eine andere Ursache für das Entstehen der Kratzer könnte das Herausbrechen größerer GaN-Brocken während der Bearbeitung sein, welche beim Abtransport im Läppmittel den Wafer zerkratzen. Hierfür spricht auch, dass die Kratzer sowohl bei mittleren Korngrößen von 9 µm als auch bei 5 µm beobachtet werden konnten.

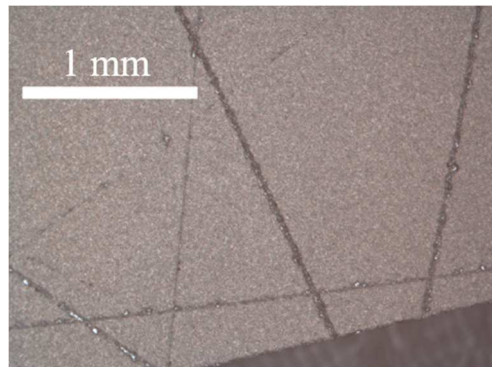


Abbildung 3.15: Lichtmikroskopbild der zerkratzten Waferrückseite nach der Bearbeitung mit dem B₄C-Läppkorn

Die bisher vorgestellten Variationen des Anpressdrucks und der Korngröße für Borcarbid als Läppmaterial führten nicht zu einem stabileren Prozess. Daher soll nun der Einfluss des Läppkornmaterials untersucht werden. Allgemein werden als Läppkornmaterialien härtere als das abzutragende Material verwendet. Borcarbid (B₄C) hat eine Mohshärte von ca. 9,3 (GaN von ca. 9). Ein alternatives Läppmaterial für das Abdünnen von GaN-Wafern ist Siliziumcarbid (SiC) mit einer Mohshärte von ca. 9,6. Die Verwendung von 9 µm großen SiC-Körnern unter den gleichen Läppbedingungen wie beim B₄C führte nicht zu einer Verbesserung des Läppergebnisses. Auch hier waren nach dem Abdünnen deutliche Kratzer auf der Waferrückseite zu sehen. Neben der im Vergleich zum B₄C leicht erhöhten Härte hat das SiC-Korn den Vorteil, dass es mit einer größeren Körnung (mittlere Korngröße 27 µm) zur Verfügung stand. Dadurch können größere GaN-Körner, die während des Läppprozesses aus dem Substrat herausbrechen, in der Suspension des Läppmittels zerrieben und abtransportiert werden. Bei der Einstellung der Prozessparameter für das 27 µm Korn wurde das Gewicht zum Beschweren des Läppkopfs so gewählt, dass die Abtragsrate bei ca. 1,5 µm/min liegt. Hieraus ergab sich ein Gewicht von 500 g für 2“-Zoll Wafer.

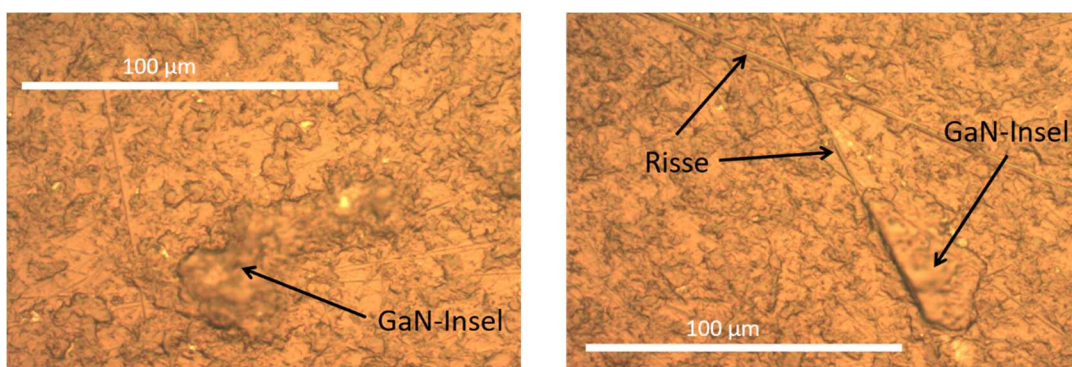


Abbildung 3.16: Beim alleinigen Läppen mit dem 27 µm SiC-Korn entstehen am Ende der Bearbeitung einzelne GaN-Inseln und vereinzelt Risse (aufgenommen im Lichtmikroskop).

Die Kombination aus höherem Gewicht und größerem Korn führte zu einer während des gesamten Prozesses stabilen Abdüntrate. Ebenfalls entstanden so keine Kratzer auf der Waferrückseite während des Abdünnens. Beim Abdünnen der Substrate mit dem $27\ \mu\text{m}$ großen SiC-Korn auf die Zieldicke von $200\ \mu\text{m}$ war die Oberflächengüte im Vergleich zu den kleineren Läppkörnern jedoch verringert. So fanden sich vermehrt Bereiche auf der Substratrückseite, welche sichtbar aus dem Substrat „herausstanden“ (siehe Abbildung 3.16). Ob dies ein Problem für die Zuverlässigkeit späterer Bauelemente darstellt, ist unklar. Jedoch sollten Risiken für die Konformität und Reproduzierbarkeit, in diesem Fall des n-Kontakts, vermieden werden. Des Weiteren ist durch die Verwendung des größeren Läppkorns auch die eingebrachte Störschichtdicke erhöht. Dies kann das Risiko eines Waferbruchs beim Ablösen vom Glasträger nach dem Abdünnen erhöhen, sowie zu einer größeren Verbiegung des Wafers führen. Beides erschwert die weitere Prozessierung und kann die Ausbeute an Laserdioden reduzieren. Daher wurde ein zweiter Läppschrift in den Prozessablauf integriert. Der Wafer wird bis $50\ \mu\text{m}$ vor die Zieldicke mit dem $27\ \mu\text{m}$ SiC-Korn und die letzten $50\ \mu\text{m}$ mit dem $9\ \mu\text{m}$ B₄C-Korn abgedünnt. Das $9\ \mu\text{m}$ große Korn wurde gewählt, da es im Vergleich zum $5\ \mu\text{m}$ Korn etwas bessere Ergebnisse gezeigt hat. Die Störschichtdicke ist zwar größer, jedoch zeigte eine Veränderung in diesem Bereich, wie anfangs gezeigt, keinen Einfluss auf das Abdünnergebnis. Durch die kurze Bearbeitungszeit mit dem B₄C-Korn während des Läppschrifts konnte keine Bildung von Kratzern oder Rissen beobachtet werden (siehe Abbildung 3.17). Weiterhin wurde die Oberflächengüte im Vergleich zum Prozess nur mit SiC-Korn erhöht und die Störschichtdicke reduziert. Die Bruchwahrscheinlichkeit dieses zweigeteilten Prozesses liegt bei unter 10 %. Hierbei soll noch erwähnt werden, dass Wafer, bei denen es mit dem angepassten Prozess zum Bruch kam, bereits Risse vor dem Abdünnen aufgewiesen haben und somit Vorschädigungen vorhanden waren.

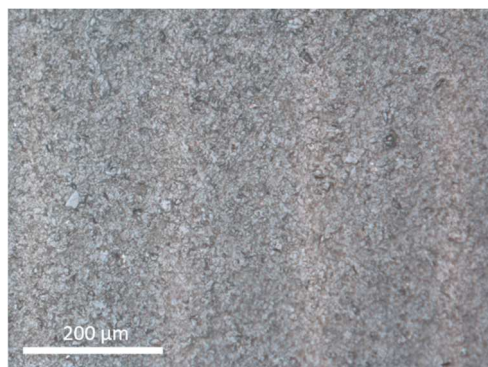


Abbildung 3.17: Lichtmikroskopbild der Waferrückseite: Durch die Verwendung eines zweistufigen Abdünnprozesses mit einem $27\ \mu\text{m}$ SiC-Korn und anschließend einem $9\ \mu\text{m}$ B₄C-Korn lassen sich Kratzer am Ende des Prozesses verhindern.

In diesem Kapitel konnte durch eine systematische Variation der Prozessparameter aufgezeigt werden, dass der Ausgangsprozess nicht zu einem stabilen Läppabtrag führte. Die nicht vorhandene Abhängigkeit der Abtragsrate von dem Anpressdruck sowie deren große

Schwankungen beim Abdünnen waren Hinweise dafür. Weiterhin führte der Abdünnprozess zur Entstehung von Kratzern und Rissen bei den Wafern. Daraus resultierte eine Waferbruchrate von ca. 65 % (teilweise 100 % innerhalb eines Prozesslaufs). Eine Vergrößerung des Anpressdrucks von ca. 16 g/cm² auf 25 g/cm², eine Änderung des Lappkornmaterials von B₄C auf SiC sowie eine Erhöhung der Lappkorngröße von 9 µm auf 27 µm führte schließlich zu einem reproduzierbaren und stabilen Abdünnprozess. Hierbei war die Erhöhung der Lappkorngröße der entscheidende Parameter, um ein Zerkratzen und anschließendes Brechen der Wafer zu verhindern. Ein zusätzlicher, kurzer Lappschritt mit dem 9 µm B₄C-Korn erhöht die Oberflächengüte und reduziert die Störschichtdicke. Mit diesem optimierten Abdünnverfahren kommt es bei intakten Wafern nicht mehr zum Waferbruch. Nur bei Wafern mit bereits vorhandenen Vorschädigungen kann es noch zum Waferbruch kommen. Der Prozess lässt sich mit gleichem Resultat auch auf Waferviertel übertragen. Ebenfalls ist es möglich, die Zieldicke ohne eine Erhöhung der Bruchwahrscheinlichkeit auf 150 µm zu reduzieren und somit das spätere Vereinzeln des Wafers in Laserriegel zu vereinfachen.

3.3.2 Definiertes Spalten der Laserfacetten mit hoher Ausbeute

In diesem Kapitel soll das Spalten von Laserriegeln und somit die Erzeugung der Laserfacetten genauer untersucht werden. Im Fokus steht hierbei die Erhöhung der Ausbeute an cw-fähigen Laserdioden. Im ersten Teil wird das Design des Laserchips optimiert, um durch das Spalten erzeugte Defekte zu verhindern. Im zweiten Teil wird der Spaltprozess selber betrachtet und hinsichtlich der Facettenqualität und Richtungstreue optimiert.

Optimierung des Laserchipdesigns

Zu Beginn dieser Arbeit unterschied sich die Herstellung von Rippenwellenleiterlasern noch von der in Kapitel 2.3 vorgestellten Prozessabfolge. Die Aufbringung der Verstärkungsmetallisierung erfolgte nicht ausschließlich über einen Lithographieschritt und das Aufdampfen der Verstärkungsmetalle. Sondern es wurde zunächst auf den bis dahin strukturierten Wafer eine Basisschicht bestehend aus Ti (30 nm)/Pt (40 nm)/Au (150 nm)/Ti (30 nm) aufgedampft. Die erste Ti-Schicht dient als Haftvermittler zwischen dem Untergrund (Isolator bzw. p-Kontaktmetall) und der Basisschicht. Die Pt-Schicht soll als Diffusionsbarriere das Diffundieren des Goldes zum p-Kontakt während nachfolgenden Temperaturschritten oder des Betriebs verhindern. Das Gold dient als Grundlage für den sich anschließenden Galvanikschritt. Die abschließende Ti-Schicht ist eine Opferschicht, welche vor der Galvanik trockenchemisch weggeätzt wird und somit eine saubere Oberfläche hinterlässt. Die Basisschicht wird durch einen vorhergehenden Lithographieschritt und anschließendem lift-off so strukturiert, dass in Rippenwellenleiterrichtung alle Laserdioden elektrisch miteinander verbunden sind. Bei jedem vierten Laserriegel sind ebenfalls alle Dioden des jeweiligen Riegels elektrisch miteinander verbunden. Somit sind auf dem

Wafer alle Dioden miteinander elektrisch kontaktiert. Anschließend werden mit einer weiteren Lithographie die Bereiche auf den Chips, welche nicht verstärkt werden sollen, mit Photolack maskiert. Nun wird der Wafer in einem Galvanikbad galvanisiert und so eine 3 μm dicke Au-Schicht als Metallverstärkung abgeschieden.

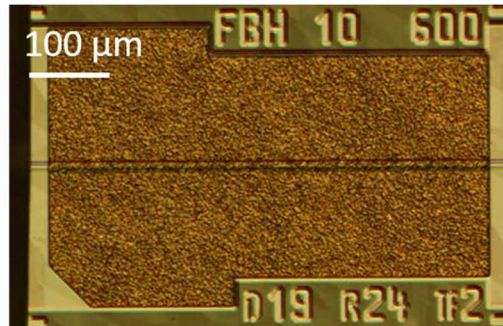


Abbildung 3.18: Lichtmikroskopbild eines prozessierten Einzelchips mit metallischer Basisschicht bis zur Chipkante und darauf erfolgter Au-Galvanik

Abbildung 3.18 zeigt einen prozessierten und vereinzelt Rippenwellenleiterchip. Hier sieht man, dass entsprechend dem beschriebenen Prozessablauf das Spalten der Chips entlang der Facette durch die aufgedampfte Basisschicht erfolgt. Die galvanisierte Verstärkungsmetallisierung ist von der Chipkante zurückgezogen. Beim Betrieb dieser so hergestellten Dioden kam es vermehrt zu fatalen Ausfällen der Laser. Anschließend sind diese elektrisch kurzgeschlossen. Die Ausfälle treten sowohl im gepulsten als auch massiv im cw-Betrieb auf, sodass insgesamt ca. 50 % der Laser ausfallen. Eine Inspektion der ausgefallenen Laser im Lichtmikroskop ergab, dass bei allen Dioden ein deutlicher Schaden im Bereich der Facette sichtbar war. In der oberen Reihe in Abbildung 3.19 ist dies beispielhaft dargestellt und markiert. Um die Herkunft dieser Facettendurchbrüche zu verstehen, wurden REM Aufnahmen von den betroffenen Chipkanten angefertigt (siehe untere Reihe Abbildung 3.19). Die Bereiche in denen es zu einem Durchbruch kam, sind allerdings nicht für eine Analyse geeignet, da hier der Halbleiter großräumig zerstört wurde. Jedoch ließen sich in den nicht zerstörten Bereichen Auffälligkeiten finden. Hier waren immer wieder vereinzelte Metallüberhänge von der Basisschicht zu sehen. Werden die Chips durch die Basisschicht der Galvanik gespalten, kann es zum Abreißen des Metalls kommen und die in Abbildung 3.19 gezeigten Überhänge können entstehen.

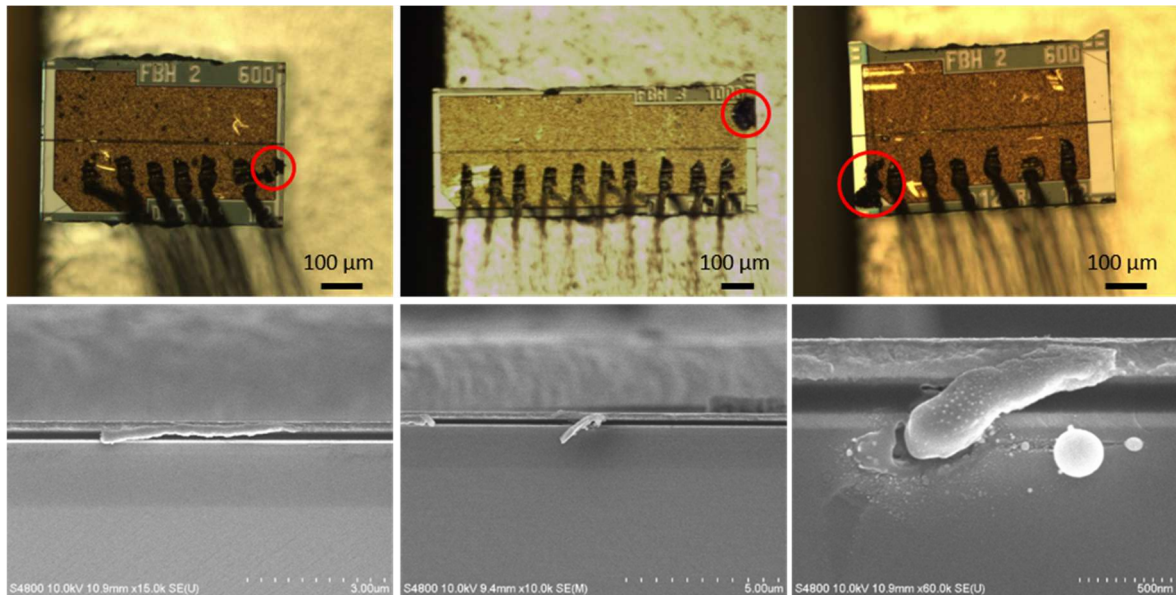


Abbildung 3.19: Im cw-Betrieb fallen Laserdioden mit Basismetallisierung bis zur Chipkante häufig durch facettennahe Durchbrüche fatal aus (Lichtmikroskopbilder obere Reihe). REM-Bilder (untere Reihe) zeigen in nicht zerstörten Bereichen metallische Überhänge, die teilweise angeschmolzen sind.

Die Definition des Rippenwellenleiters erfolgt durch das Ätzen der p-Seite seitlich der Rippe auf der gesamten Fläche des späteren Chips. Typischerweise wird hier bis auf wenige 10 nm an die aktive Zone herangeätzt. Somit genügen Metallüberhänge in der Größenordnung von ca. 200 nm (Isolatordicke zusammen mit Restschichtdicke der p-Seite), um einen Kontakt zur n-Seite herzustellen. Damit könnten nicht nur die seltener vorkommenden langen Metallüberhänge aus Abbildung 3.19 einen Kontakt zu der n-Seite herstellen, sondern nahezu jeder. Besteht ein elektrischer Kontakt zwischen p- und n-Seite kann dies unter Stromfluss zu einem Nebenschluss zum pn-Übergang führen. Dies kann aufgrund des geringen Querschnitts der Metallüberhänge zu einer lokalen Erhöhung der Temperatur führen. Je nach Widerstand des Nebenschlusses und der Strommenge kann die lokale Temperatur zur Veränderung des Halbleiters führen. Dies ist ebenfalls in Abbildung 3.19 zu sehen, hier ist der Metallüberhang auf der n-Seite angeschmolzen und hat den Halbleiter bereits lokal verändert. Im weiteren Betrieb kann dies zum fatalen Ausfall des Chips führen. Um diese Annahme zu überprüfen, wurde das Design der Rippenwellenleiterchips geändert.

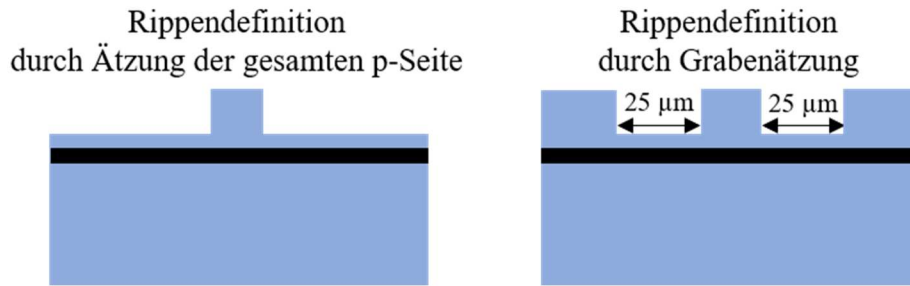


Abbildung 3.20: Schematische (nicht maßstabsgetreue) Darstellung der zwei verwendeten Varianten zur Definition der Rippe

Abbildung 3.20 zeigt schematisch den Querschnitt durch einen Rippenwellenleiterchip nach der Ätzung der Rippe. Im bisherigen Prozessablauf wurde die gesamte p-Seite seitlich der Rippe auf die gewünschte Tiefe geätzt. Im veränderten Chipdesign werden seitlich der Rippe zwei 25 µm breite Gräben geätzt. In den übrigen Bereichen des Chips bleibt die ca. 600 nm dicke p-Seite unverändert. Somit wird in den nicht geätzten Bereichen der Abstand zwischen Basisschicht und der n-Seite um mehr als 500 nm vergrößert. Dies verringert die Wahrscheinlichkeit für elektrische Nebenschlüsse in diesen Bereichen deutlich. In den Gräben neben der Rippe bleibt die Situation im Vergleich zum vorherigen Design identisch. Jedoch hat sich dadurch die Breite der geätzten p-Schicht von knapp 400 µm auf 50 µm verringert.

Das veränderte Chipdesign hatte zwei Auswirkungen auf die facettennahen Durchbrüche. Zum einen sind die Durchbrüche nur noch in den Gräben und nicht mehr entlang der gesamten Chipkante aufgetreten. Zum anderen hat sich die Anzahl der Ausfälle reduziert, da bei gleichbleibender Spalttechnologie (und somit identischer Wahrscheinlichkeit für die Entstehung von Metallüberhängen) der Bereich in dem diese einen Kontakt zur n-Seite herstellen können, um mehr als 80 % verringert wurde. In Abbildung 3.21 ist eine REM Aufnahme der Facette einer Laserdiode zu sehen, bei der die Rippe durch das Ätzen von Gräben definiert wurde. Hier ist sichtbar, dass innerhalb der Gräben weiterhin Metallüberhänge einen Kontakt zur n-Seite herstellen. In diesem Fall wurde der Laser bereits elektrisch betrieben und man kann das Anschmelzen sowie die lokale Veränderung des Halbleiters auf der n-Seite erkennen. Daraus resultierende facettennahe Durchbrüche sind ebenfalls in Abbildung 3.21 dargestellt. Damit konnten die Metallüberhänge eindeutig als Ursache für die facettennahen Durchbrüche identifiziert werden.

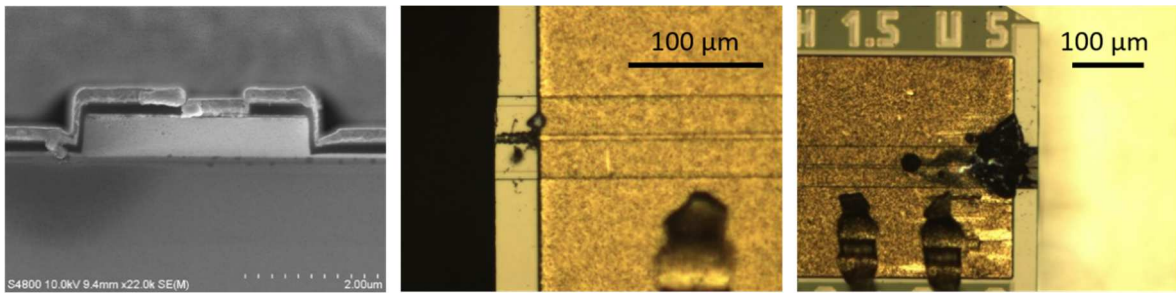


Abbildung 3.21: Metallüberhänge und typische facettennahe Ausfälle bei Laserdioden mit Grabenätzung zur Rippendefinition

Als Konsequenz aus diesen Untersuchungen wurde der Prozessschritt zum Aufbringen der Metallverstärkung angepasst. Wie unter Kapitel 2.3 beschrieben, wird die Metallverstärkung mithilfe eines Lithographieschritts aufgedampft. Durch den Verzicht auf die Galvanik müssen die einzelnen Dioden auf dem Wafer nicht mehr elektrisch miteinander verbunden sein und die gesamte Metallisierung kann von der Chipkante zurückgezogen werden (siehe Abbildung 3.22). Somit ist das Ätzen von Gräben nicht mehr notwendig und die Metallüberhänge werden gänzlich vermieden. Durch diese Prozessoptimierung treten facettennahe Durchbrüche nicht mehr auf und die Ausbeute an cw-fähigen Laserdioden konnte deutlich erhöht werden.

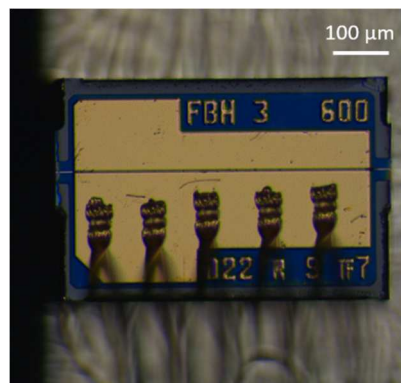


Abbildung 3.22: Lichtmikroskopbild eines prozessierten und aufgebauten Einzelchips mit aufgedampfter und zurückgezogener Verstärkungsmetallisierung

Spalten der Laserfacetten

Das Spalten des Wafers in Laserriegel ist ein sehr kritischer Prozessschritt. Hierbei werden die Laserfacetten erzeugt, welche als Spiegel für den Resonator wirken und somit direkten Einfluss auf Parameter wie die Laserschwelle und den Anstieg der Ausgangsleistung haben. Außerdem ist dieser Schritt essenziell für die Ausbeute an Laserdioden. Typische Abmaße für die hier erzeugten Laserriegel sind 0,6 mm Länge (Resonatorlänge) und 12 mm Breite. Dadurch ist sofort ersichtlich, dass die Spalttreue eine entscheidende Rolle bei der Ausbeute hat. Wird der Laserriegel nicht innerhalb der vorgegebenen Spaltstraße gespalten, sondern in einem Winkel dazu, führt dies zum Verlust von Laserdioden und somit zu einer verringerten Ausbeute. In diesem Abschnitt soll das Prinzip der Erzeugung von Laserfacetten kurz beschrieben werden. Danach wird auf die technologischen Varian-

ten, das Diamant- und Laserritzen, und deren Auswirkungen auf die Laserperformance und die Ausbeute eingegangen.

Zu Beginn dieser Arbeit wurden die Laserriegel durch das sogenannte Ritzen und Brechen am Scriber/Breaker DX-III der Fa. Dynatex International vereinzelt. Hierbei wird der GaN-Wafer auf der Vorderseite mit einer Diamantspitze in Richtung der natürlichen Spaltfläche, d. h. parallel zur *m*-Ebene angeritzt und anschließend durch das Aufbringen einer Kraft auf der Waferrückseite entlang der Ritzachse gebrochen. Durch das Anritzen mit der Diamantspitze entsteht eine V-förmige Furche die ca. (3 bis 5) μm tief und 5 μm breit ist [102]. Unterhalb dieser Einkerbung entsteht eine Spannungskonzentration im Material. Diese führt dazu, dass der Wafer entlang der Einkerbung bricht. Nähert man die eingebrachte Verformung über eine Hyperbel an, lässt sich durch die empirische Formel:

$$k = \sqrt{\frac{0,355 \cdot (t - d)}{r}} + 0,85 + 0,08 \quad (3.3)$$

mit der Waferdicke t , der Ritztiefe d und dem Radius r an der Diamantspitze der Spannungskonzentrationsfaktor k abschätzen [102]. Der Spannungskonzentrationsfaktor k ist ein Maß für die in das Material eingebrachte Spannung und hängt nach (3.3) von der Ritztiefe und dem Radius der Diamantspitze ab. Aufgrund der geringen Tiefe der Furche von wenigen Mikrometern im Vergleich zur Waferdicke (150 μm bis 200 μm) ist der Radius der Diamantspitze mit typischerweise ca. 0,05 μm [102] der entscheidende Parameter für einen hohen Spannungskonzentrationsfaktor. Die in das Material eingebrachte Spannung ist proportional zu k/t^2 [102]. Daher führt ein möglichst hoher Spannungskonzentrationsfaktor zusammen mit einer geringen Waferdicke zu einer hohen eingebrachten Spannung unterhalb der Kerbe und damit zu einem reproduzierbarem Spaltergebnis. Dies zeigt noch einmal die Wichtigkeit des in Kapitel 3.3.1 entwickelten Abdünnprozesses und der damit verbundenen Möglichkeit die Wafer auch auf 150 μm abzdünnen.

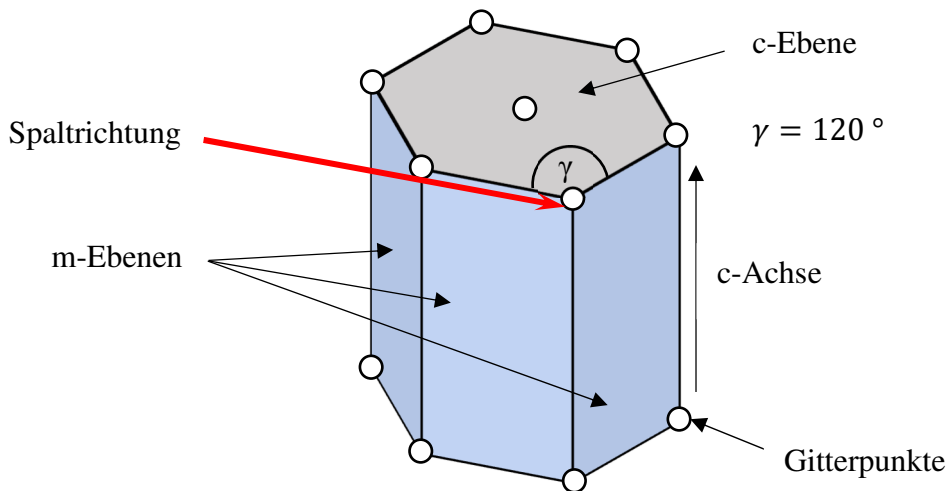


Abbildung 3.23: Veranschaulichung der Spaltrichtung und -ebene zur Erzeugung von Laserfacetten anhand der Einheitszelle der hexagonalen Wurtzitstruktur des GaNs

Bevor der Wafer in Laserriegel vereinzelt werden kann, wird er zunächst in 12 mm breite Testfelder zerlegt. Allerdings ist dieser Prozessschritt, genauso wie das Vereinzeln in einzelne Laserdioden, unkritisch, da hier die Qualität der erzeugten Spaltflächen keine Rolle spielt. Daher kann unter den oben beschriebenen Bedingungen der Wafer entlang der gesamten Spaltstraße angeritzt und anschließend gebrochen werden. Zur Erzeugung der Laserfacetten ist das nicht möglich, da dies eine Deformation des lichtemittierenden Facettenbereiches zur Folge hätte. Zur Erzeugung der Laserfacetten wird daher der Rand des späteren Laserriegels auf einer Länge von typischerweise 0,9 mm angeritzt, danach läuft der Riss entlang der Kristallachse parallel zur m-Ebene frei. Bei der hexagonalen Wurtzitstruktur des GaNs verlaufen im 30° bzw. 60° Winkel zur angeritzten Kristallachse ebenfalls m-Ebenen und somit auch natürliche Spaltflächen (siehe Abbildung 3.23). Risse und Kristallfehler im Substrat oder den Epitaxieschichten sowie ungleichmäßig verspannte Epitaxieschichten können dazu führen, dass der Riss nicht entlang der angeritzten m-Ebene verläuft, sondern auf eine der beiden anderen ausweicht. Dies lässt sich nicht komplett durch Optimierungen der Prozessparameter beim Ritzen und Brechen verhindern [58] und ist in der Struktur und Imperfektion des Kristalls begründet. Solche Ausbrüche aus der gewollten Spaltrichtung (siehe Abbildung 3.24) können zu Unterschieden in der Resonatorlänge bis hin zum Spalten durch Laserdioden und somit zum Verlust von kompletten Laserriegeln führen.

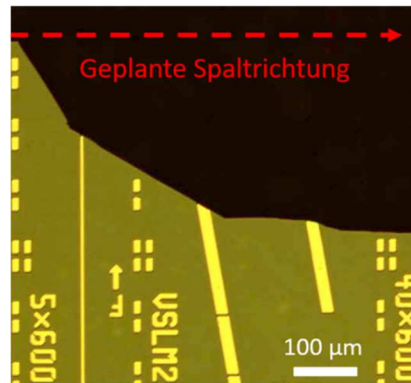


Abbildung 3.24: Ein Breitstreifenlaserriegel bricht beim Vereinzeln nach dem Diamantritzen entlang der m-Ebenen und willkürlicher Richtungen (Lichtmikroskopaufnahme).

Um die Stabilität und Ausbeute bei der Vereinzlung zu erhöhen, haben Kang et al. [58] am FBH einen lasergestützten Ritzprozess entwickelt. Hierbei wurde ein Lasersystem der Fa. InnoLas mit einem frequenzverdreiften Nd:YAG Laser bei einer Wellenlänge von 355 nm verwendet. Mit diesem wird die Wafervorderseite mit 30 ns Pulsen und einer Pulsfolgefrequenz von 20 kHz angeritzt. Das Brechen erfolgt mit dem Breaker OBM-90TP der Fa. Opto System Co. Ltd auf die gleiche Art wie beim Diamantritzen. Um eine bessere Richtungstreue beim Spalten zu erreichen, wird der Laserriegel nicht nur am Rand, sondern auch zwischen den einzelnen Laserdioden angeritzt. In Abbildung 3.25 ist dies für einen Breitstreifenlaserriegel zu sehen. Durch die Laserablation werden im Wafer zusätzlich zwei Arten von Rissen erzeugt [58]. Typ-A-Risse verlaufen parallel zur Spaltebene und verbinden die eingebrachten Laserritzungen miteinander. Der Wafer bricht anschließend entlang dieser Risse. Daher sind Typ-A-Risse hilfreich für die Richtungstreue des Spaltprozesses. Allerdings werden zusätzlich auch Typ-B-Risse erzeugt. Diese verlaufen entlang der m-Ebenen im 30° bzw. 60° Winkel. Beim anschließenden Vereinzeln kann der Wafer dann entlang der Typ-B-Risse brechen. Je mehr Leistung vom Laser in den Wafer eingebracht wird, desto mehr Risse, von beiden Typen, werden erzeugt. Der Fokussdurchmesser des verwendeten Lasers beträgt in etwa 15 μm und erzeugt eine Ritzbreite von ca. 20 μm . Daher wird beim Laserritzen im Gegensatz zum Diamantritzen entsprechend Gleichung (3.3) die Spannungskonzentration maßgeblich durch die Ritztiefe d erzeugt. Eine höhere Laserleistung für eine größere Ritztiefe bedeutet aber auch mehr Risse vom Typ-B und somit eine höhere Wahrscheinlichkeit für ein schräges Brechen des Laserriegels. In [58] wurden die Parameter Pulsenergie und Geschwindigkeit der Probe relativ zum Laserstrahl so aufeinander abgestimmt, dass die Ausbeute von Laserriegeln, die innerhalb der vorgegebenen Spaltstraße brechen, von ca. 30 % beim Diamantritzen auf ca. 80 % beim Laserritzen gesteigert werden konnte.

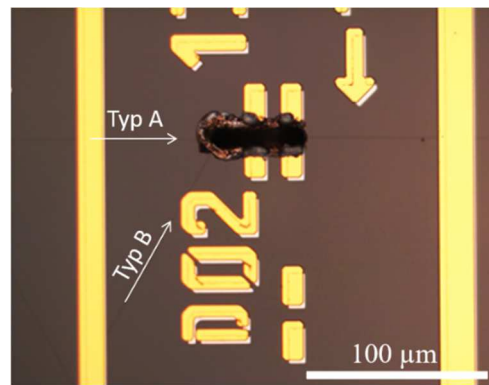


Abbildung 3.25: Lichtmikroskopaufnahme von Rissen entlang der m-Ebenen, die beim Laserritzen entstanden sind

Neben dem Brechen der Laserriegel in einem Winkel von 30° bzw. 60° zur Spaltstraße wurden bei Dioden mit Typ-B-Rissen vermehrt elektrische Kurzschlüsse beobachtet. Daher ist es erstrebenswert, die Erzeugung der Typ-B-Risse ganz zu vermeiden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Trenngräben entwickelt, die, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, entlang der Chipkanten durch die gesamte Epitaxiestruktur geätzt werden. Die $30\ \mu\text{m}$ breiten Trenngräben geben somit die Spaltstraße vor. Neben den Trenngräben wurde auch der Betriebsmodus des Lasers in den sogenannten synchronic mode geändert. Im vorher verwendeten standard mode wurde der Wafer durch den Laserstrahl bewegt. Das Beschleunigen und Abbremsen des Wafers am Anfang und Ende jedes Ritzes führt zu einem erhöhten Überlapp der einzelnen Pulse und somit an den Rändern zu einer größeren Ritztiefe (siehe Abbildung 3.26a). Im synchronic mode wird die Pulsfrequenz während der Beschleunigungsphasen reduziert, der Pulsüberlapp somit konstant gehalten und damit eine homogene Ätztiefe erzielt (siehe Abbildung 3.26b).

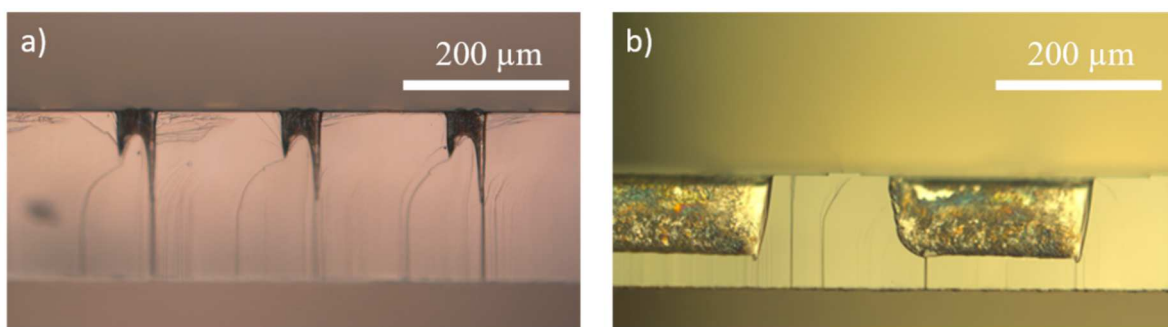


Abbildung 3.26: Vergleich der Ritzform in Abhängigkeit des Laserbetriebsmodus für a) im standard mode und b) im synchronic mode

Aufgrund des veränderten Lasermodus wird bei gleicher Pulsenergie an den Enden des Ritzes weniger Leistung in das Material eingebracht und damit weniger Risse erzeugt. Weiterhin kann durch das homogene Ritzprofil die Ritztiefe durch mehrfache Durchläufe ohne Waferdurchschüsse gesteigert und somit die eingebrachte Spannung erhöht werden. Gleichzeitig wird durch den optimierten Abdünnprozess auf eine Waferdicke von $150\ \mu\text{m}$ die nötige Ritztiefe reduziert. Wird dieser Prozess mit den Trenngräben kombiniert, entste-

hen durch das Wegätzen der verspannten Epitaxieschichten keinerlei Risse mehr (siehe Abbildung 3.27a). Allerdings werden dadurch auch die spalttreuefördernden Typ-A-Risse vermieden. Jedoch wird durch das Ätzen der Trenngräben an deren Kanten ebenfalls eine Spannungskonzentration in das Substrat eingebracht. Bricht der Wafer nicht von einem Laserritz zum anderen, sondern verläuft in einem Winkel zur Spaltstraße, wird dieser an der Kante des Trenngräben eingefangen (siehe Abbildung 3.27b am Beispiel eines freilau-fenden Spaltprozesses) und verläuft dann entlang dieser.

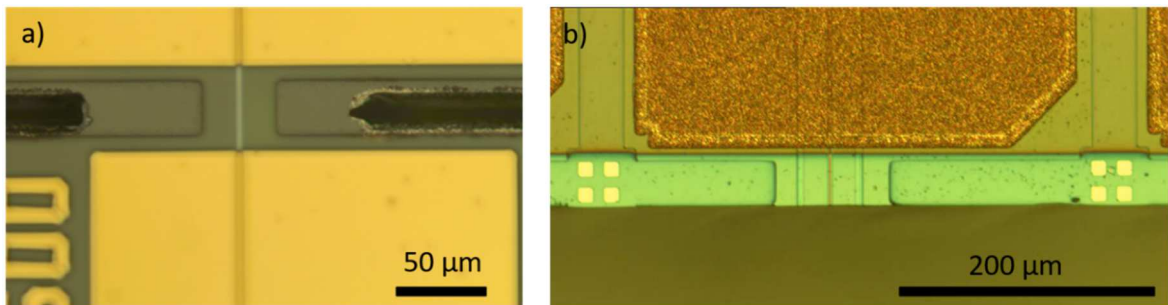


Abbildung 3.27: Lichtmikroskopbilder in a): Kombination aus Laserritzprozess und Trenngräben vermeidet die Erzeugung von Rissen und in b) Trenngrabenkante definiert die Spaltebene

Für den optimierten Ritzprozess wurde eine mittlere Laserleistung von 1,1 W verwendet. Bei 7 Prozessdurchläufen ergibt sich im synchronic mode damit eine Ritztiefe von 90 µm (60 % der Substratdicke). Durch die Verwendung der Trenngräben konnte die Ausbeute der innerhalb der Spaltstraße gebrochenen Laserriegel auf über 90 % gesteigert werden. Durch die Vermeidung von ritzinduzierten Rissen entstehen durch diesen Prozessschritt keine kurzgeschlossenen Laserdioden mehr. Somit konnte ein Ausfallmechanismus vermieden werden. Die Art des Ritzens beeinflusst ebenfalls die Qualität der Laserfacetten. So können beim Brechen Terrassen und Rauigkeiten an den Facetten entstehen. Allerdings ist dieser Parameter schwierig zu quantifizieren. Das Vorhandensein von Terrassen kann nur zu einer Veränderung in der Laserkennlinie führen, wenn die Terrassen über die Fläche der Lichtauskopplung verlaufen. Welcher Größe und Beschaffenheit diese sein müssen, um dann tatsächlich einen Einfluss auf die Lichtauskopplung zu haben, ist nicht bekannt. Daher kann man nur ganz allgemein versuchen, den Prozess auf möglichst störungsfreie Laserfacetten zu optimieren. Eine einfachere Möglichkeit zur Bewertung der Facettenqualität ist die statistische Auswertung von Laserdaten. Wenn aufgrund des Vereinzelungsprozesses vermehrt Störungen an den Laserfacetten entstehen, sollte dies Auswirkungen auf Laserparameter wie den Schwellenstrom oder den Anstieg der optischen Ausgangsleistung haben. Um die vorgestellten Technologien zu vergleichen, wurde jeweils ein Testfeld von einem Wafer mit Breitstreifenlasern mit Diamant- und Laserritztechnologie geritzt und anschließend auf dieselbe Art gespalten. Die Breitstreifenlaser wurden gewählt, da hier aufgrund der größeren p-Kontakte die Wahrscheinlichkeit für Störungen auf der Lichtauskopplfläche größer ist. Wenn vermehrt solche Schäden auftreten, sollte dies zu einer grö-

ßeren Streuung der Daten führen. In Abbildung 3.28 ist ein Vergleich der Schwellenstromdichten in Abhängigkeit der verwendeten Technologie dargestellt. Hier ist klar zu sehen, dass eine optimierte Laserritztechnologie die Streuung der Laserschwelle auf einem Wafer reduziert. Dies lässt sich auf eine höhere Qualität der Laserfacetten zurückführen.

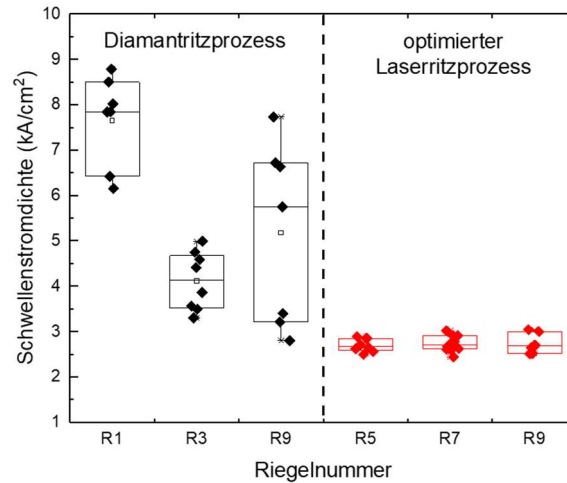


Abbildung 3.28: Vergleich der Streuung der Laserschwelle zweier Testfelder eines Wafers als Indikator für die erzeugte Facettenqualität mittels Diamantritzprozess und optimierten Laserritzprozess

4 Einfluss der Aktivierung der p-Leitfähigkeit auf die Laserparameter und die Stabilität von GaN-basierten Breitstreifenlasern

Zu Beginn dieser Arbeit betrug die Lebensdauer von RW-Laserdioden einige Minuten bis wenige Stunden. Bei diesen Lasern nahm beim Betrieb mit einer konstanten Stromdichte im Laufe der Alterung, wie in Abbildung 4.1 gezeigt, von Beginn an die Spannung zu. Der Anstieg der Spannung flacht im Laufe der Alterung ab und sättigt dann langsam. Diese Instabilität der Betriebsspannung lässt sich sowohl ober- als auch unterhalb der Laserschwelle beobachten. Daher kann davon ausgegangen werden, dass diese elektrische Instabilität unabhängig vom Laserbetrieb des Bauelements ist. Werden die Laser oberhalb der Schwelle betrieben, fällt die Ausgangsleistung innerhalb von wenigen Minuten stark ab. In diesem Kapitel soll die Ursache für die Spannungsinstabilität geklärt und eine technologische Lösung aufgezeigt werden.

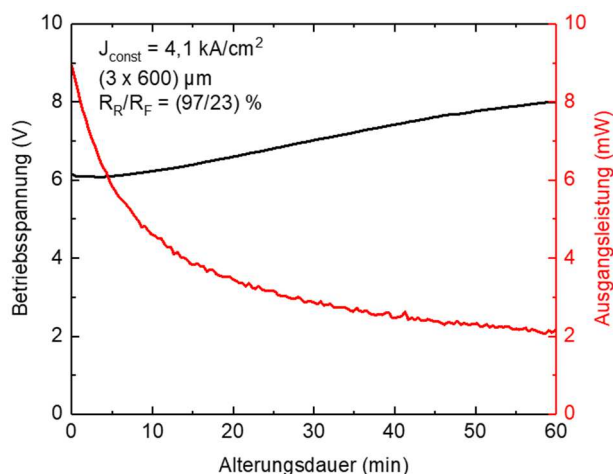


Abbildung 4.1: Typische Verläufe der Betriebsspannung und der Ausgangsleistung eines in-situ aktivierten RW-Lasers während des Dauerstrichbetriebs

Die Herstellung von RW-Lasern umfasst viele Prozessschritte (siehe Kapitel 2.3). Dadurch ergeben sich auch viele prozessbedingte Einflussfaktoren für die Alterung, welche die Analyse des Alterungsverhaltens komplex werden lassen. Daher werden die Untersuchungen in diesem Kapitel an den technologisch weniger aufwendigen Breitstreifenlasern (vorgestellt in Kapitel 2.2) durchgeführt. Dadurch wird die Interpretation der Ergebnisse leichter und die Erkenntnisse lassen sich im nächsten Schritt auf die RW-Laser anwenden.

In diesem Kapitel werden Untersuchungen zu den Auswirkungen unterschiedlicher Aktivierungen auf die Lasereigenschaften vorgestellt. Die Aktivierung führt, wie in Kapitel 3.1.2 beschrieben, zu einer Verringerung der Wasserstoffkonzentration im Mg-dotierten

Bereich des Halbleiters und somit zu einer Verbesserung der p-Leitfähigkeit. Neben der damit verbundenen Reduzierung der Betriebsspannung kann die Aktivierung auch Einfluss auf andere Laserparameter haben. So wird im ersten Teil dieses Kapitels durch Simulationen und elektro-optische Messungen der Einfluss der Wasserstoffkonzentration auf die Laserschwelle untersucht. Anschließend werden die Breitstreifenlaser bei einem konstanten Strom betrieben und die Auswirkungen der unterschiedlichen Aktivierungen auf die Stabilität der Betriebsspannung dargestellt und erläutert. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden Veränderungen der Laserschwelle infolge der Alterung diskutiert.

4.1 Einfluss der Aktivierung auf die Laserparameter

In Kapitel 3.1.2 wurde gezeigt, dass durch die Verwendung von Sauerstoff in der Aktivierungsatmosphäre die Wasserstoffkonzentration im Halbleiter verringert werden kann. In diesem Kapitel werden die Auswirkungen verschiedener Aktivierungsbedingungen auf die Laserkennlinien untersucht.

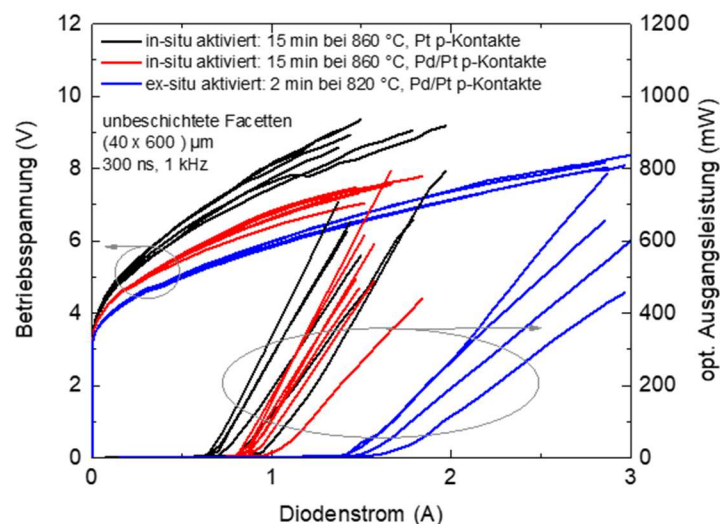


Abbildung 4.2: Laserkennlinien aufgenommen im Pulsbetrieb für verschiedene Kombinationen aus Aktivierungsmethode und p-Kontaktmetall

Hierfür wurden, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, drei nominell identisch gewachsene Epitaxialstrukturen zu Breitstreifenlasern prozessiert. Die Resonatorlänge beträgt $600\ \mu\text{m}$ und die Kontaktstreifenbreite $40\ \mu\text{m}$. Die einzelnen Laserriegel wurden mit einem PbSn-Lot mit dem n-Kontakt auf einen C-Mount gelötet. Somit wird die Wärmeabfuhr für die anschließenden Alterungsmessungen erhöht. Zuerst wurden Kennlinien der Laser im gepulsten Betrieb aufgenommen. In Abbildung 4.2 sind die Kennlinien für in-situ aktivierte Laser sowohl mit Pd/Pt- als auch mit Pt-Kontakten dargestellt. Der Unterschied in der Betriebsspannung lässt sich durch die höheren Kontaktwiderstände (wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben) der Pt-Kontakte erklären. Ebenfalls sind in Abbildung 4.2 die Kennlinien einer ex-situ aktivierten Probe mit Pd/Pt-Kontakten zu sehen. Der geringere Schichtwiderstand der ex-

in-situ aktivierten Probe führt trotz der erhöhten Kontaktwiderstände im Vergleich zur in-situ aktivierten Probe zu einer geringeren Betriebsspannung (siehe Kapitel 3.1.2). Während die in-situ aktivierten Proben im Rahmen der Streuung ähnliche Schwellenströme aufweisen, zeigt die ex-situ aktivierte Probe deutlich erhöhte Schwellen. Nachfolgend soll abgeschätzt werden, ob die erhöhten Schwellen eine direkte Folge der ex-situ Aktivierung und somit der geringeren Wasserstoffkonzentration sind.

4.1.1 Abschätzung der optischen Verluste

Zunächst sei erwähnt, dass die Proben nominell identische Epitaxiestrukturen haben, sich in den Wellenlängen jedoch unterscheiden. So liegen die Wellenlängen der in-situ aktivierten Proben bei 395 nm bzw. 398 nm. Die ex-situ aktivierte Probe hat eine Wellenlänge von 387 nm. Diese Unterschiede in der Wellenlänge sind für die hier verwendete MOCVD-Anlage typische Variationen zwischen den einzelnen Epitaxieläufen. Die Wellenlänge hängt maßgeblich von der in den Quantenfilmen eingebauten Indiummenge ab. Der Indiumeinbau skaliert wiederum mit der Wachstumstemperatur. So entspricht bei dieser Anlage die Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge in etwa 1 nm/K. Durch die Krümmung der Wafer entsteht so typischerweise eine Verschiebung der Wellenlänge vom Zentrum zum Rand des Wafers von ca. 8 nm und die oben genannten Abweichungen der Zielwellenlänge können entstehen.

Messungen von Kneissl et al. [103] haben gezeigt, dass der Schwellenstrom von (InAlGa)N-Laserdioden mit kürzer werdenden Wellenlängen deutlich ansteigt. Kuramoto et al. [54] konnten die Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von Mg-dotiertem GaN messen. Durch Simulationen von Piprek et al. [55] wurden beide Beobachtungen mit einem Modell beschrieben und die Wellenlängenabhängigkeit der modalen Absorption aufgezeigt. Hierbei erhöht sich die Absorption hauptsächlich innerhalb der Mg-dotierten p-Schichten für kürzere Wellenlängen und führt somit zu höheren Schwellen. Neben diesem wellenlängenabhängigen Effekt haben Sizov et al. [104] eine Abhängigkeit der internen optischen Wellenleiterverluste von dem Grad der Aktivierung der Mg-Akzeptoren bei blau bis grün emittierenden Laserdioden gemessen. Welcher dieser beiden Effekte bei den hier verwendeten Laserdioden zu den unterschiedlichen Schwellenströmen führt, soll nun mittels einer Simulation abgeschätzt werden. Für die Berechnungen wurde das von Piprek und Wenzel entwickelte und in [55] im Detail beschriebene Modell genutzt. Diese 1D-Wellenleitersimulation wurde durch ein Modell zur freien Ladungsträgerabsorption [56] ergänzt. Die Akzeptorkonzentrationen N_A der in- und ex-situ aktivierten Proben werden hierbei durch die Differenz zwischen den gemessenen Mg- und H-Konzentrationen angenähert.

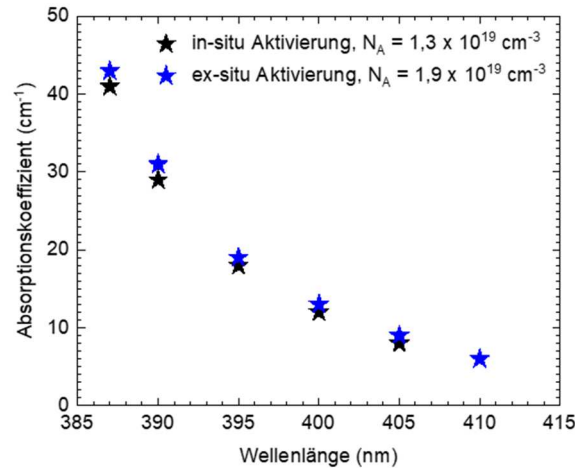


Abbildung 4.3: Simulation der Abhängigkeit der modalen Absorption von der Lasingwellenlänge für in-situ und ex-situ aktivierte Laser

Im ersten Schritt wurde die freie Ladungsträgerabsorption nicht berücksichtigt. In Abbildung 4.3 ist die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Wellenlänge für die verwendete Epitaxistruktur dargestellt. Hier lässt sich erkennen, dass sich der Absorptionskoeffizient zwischen 410 nm und 400 nm von 6 cm^{-1} auf 13 cm^{-1} erhöht. Die Absorption nimmt dann für die kürzeren und hier verwendeten Wellenlängen zu. Somit ergibt sich mehr als eine Verdopplung des Absorptionskoeffizienten von 18 cm^{-1} auf 41 cm^{-1} bei einer Verringerung der Wellenlänge von 395 nm auf 387 nm. Die modale Absorption hängt danach stark von der Wellenlänge ab, aber nur in geringem Maße von der Aktivierungsmethode. Der Unterschied zwischen den beiden Aktivierungsmethoden (und somit der Anzahl der Akzeptoren) bewirkt eine Differenz kleiner als 2 cm^{-1} für alle Wellenlängen.

Im zweiten Schritt wurde die freie Ladungsträgerabsorption berücksichtigt. Aufgrund der hohen Aktivierungsenergie von Mg im GaN von etwa 200 meV [105] sind nur ca. 1 % der eingebauten Akzeptoren elektrisch aktiv. Die Verwendung eines Supergitters kann diesen Wert noch etwas verändern [106]. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, wurde die freie Löcherkonzentration in jeder Schicht zwischen 0,1 % und 20 % der gemessenen Mg-Konzentration variiert. Der Einfluss der freien Ladungsträgerkonzentration auf den Absorptionskoeffizienten ist gering und für alle Variationen ebenfalls unterhalb von 2 cm^{-1} . Dies deckt sich mit Simulationsergebnissen von Kioupakis et al. [107], die ebenfalls einen geringen Einfluss der freien Ladungsträgerkonzentration auf die Absorption für Wellenlängen im Bereich von 400 nm ergaben. Damit lässt sich der beobachtete Unterschied in den Schwellen auf die kürzere Wellenlänge zurückführen und es ist durch die ex-situ Aktivierung keine signifikante Zunahme der Schwellenströme zu erwarten.

4.1.2 Auswirkungen der Aktivierung auf die Betriebsspannung

Wie bereits erwähnt, unterscheiden sich die Laserkennlinien der untersuchten Proben nicht nur in den Laserschwelen, sondern auch in den Betriebsspannungen. Dies lässt sich durch die unterschiedlichen Kontakt- und Schichtwiderstände, welche mithilfe der GaN auf Saphir Teststrukturen in Kapitel 3.1 ermittelt wurden, erklären. Durch IV-Messungen bei kleinen Spannungen (wie in Kapitel 2.4 beschrieben) an den prozessierten Breitstreifenlasern lassen sich weitere Erkenntnisse zu den Betriebsspannungen erzielen. In Abbildung 4.4 sind die IV-Kennlinien in der p-zu-n und in der p-zu-p Konfiguration dargestellt.

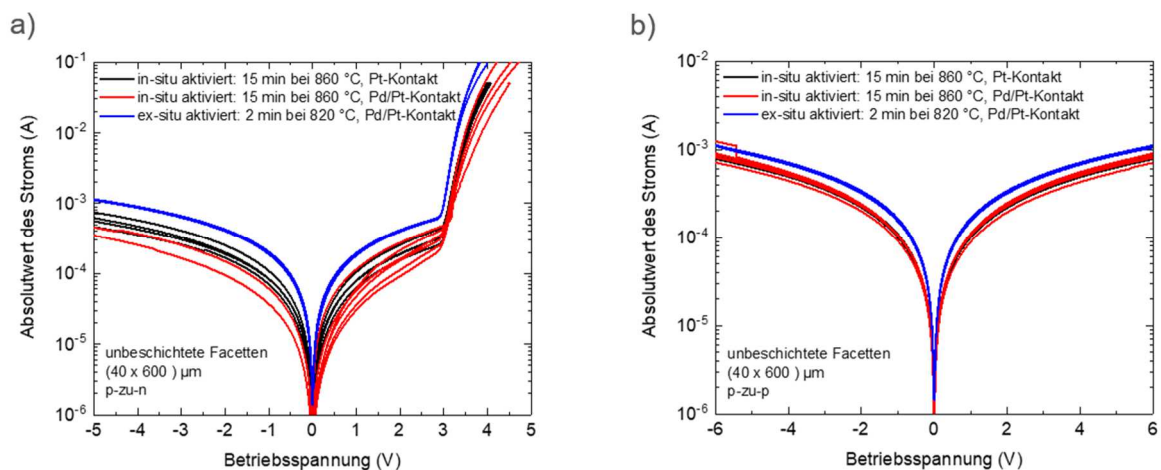


Abbildung 4.4: IV-Kennlinien verschiedener Kombinationen aus Aktivierungsmethode und p-Kontaktmetall: a) in p-zu-n Konfiguration und b) in p-zu-p Konfiguration

Betrachtet man zunächst die p-zu-n Messungen der in-situ aktivierten Proben in Abbildung 4.4a, so lassen sich im Rahmen der Streuung der Messdaten keine Unterschiede zwischen den beiden Kontaktsystemen erkennen. Dies ist in Übereinstimmung mit Abbildung 4.2, auch hier liegen die Kennlinien bis 4 V nahezu übereinander. Das bedeutet, der Unterschied in der Betriebsspannung im Laserbetrieb stammt aus den Ohm'schen Widerständen der Laserstrukturen und wird erst bei höheren als den hier gemessenen Strömen wirksam. Bei der p-zu-p Messung in Abbildung 4.4b liegen die Kurven für die in-situ aktivierten Proben ebenfalls übereinander. Hier beträgt der Abstand zwischen zwei p-Kontakten $160\ \mu\text{m}$. Der Schichtwiderstand ist aufgrund der identischen Aktivierung gleich und dominiert in diesem Fall die Messung. Die Unterschiede in den p-Kontaktwiderständen sind innerhalb der Streuung der Messdaten nicht sichtbar.

Vergleicht man nun die ex-situ aktivierte Probe mit den anderen beiden Proben, fällt zunächst auf, dass die Streuung deutlich geringer ist. Es ist nicht eindeutig zu klären, warum dies so ist. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre, dass die ex-situ Aktivierung homogener erfolgt und somit auch die elektrischen Eigenschaften der einzelnen Schichten über den Wafer verteilt weniger streuen. Weiterhin fließt in Durchlassrichtung unterhalb der Bandlückenspannung und in Sperrichtung bei der ex-situ aktivierten Probe ein größerer Strom.

Die Ursache hierfür ist ebenfalls nicht eindeutig zu klären. Die Gesamtspannung setzt sich aus den einzelnen Schichtwiderständen, den Kontaktwiderständen sowie dem Spannungsabfall über dem pn-Übergang zusammen. Werden einzelne Komponenten reduziert, fließt bei gleicher Spannung ein höherer Strom. Somit würden reduzierte Schicht- und Kontaktwiderstände zu einem erhöhten Stromfluss führen. Allerdings lässt sich auch ein erhöhter Leckstrom infolge der veränderten Aktivierung nicht gänzlich ausschließen.

Weiterhin führt die ex-situ Aktivierung zu einer Reduktion der Durchlassspannung. Dies deutet auf eine geringere Potentialbarriere an den p-Kontakten hin. Das deckt sich ebenfalls mit den Ergebnissen aus Kapitel 3.1.2. Bei der p-zu-p Messung in Abbildung 4.4b fließt für die ex-situ aktivierte Probe durchgängig ein höherer Strom. Dieser Effekt lässt sich durch den verringerten Schichtwiderstand zusammen mit der kleineren Potentialbarriere an den p-Kontakten erklären. Im Nachfolgenden sollen nun diese Ergebnisse zur Interpretation von prozessierten Bauteilen mit unterschiedlichen ex-situ Aktivierungen genutzt werden.

Zunächst wurde ein GaN-Substrat mit gewachsener Laserstruktur geviertelt und die Viertel unterschiedlich aktiviert. Anschließend wurden die Viertel zu Breitstreifenlasern prozessiert. Somit lassen sich wachstumsbedingte Variationen von Viertel zu Viertel ausschließen und unterschiedliche Lasereigenschaften auf die Aktivierungsbedingungen zurückführen. Die einzelnen Viertel wurden für 2 min, 5 min und 15 min bei 820 °C sowie für 15 min bei 660 °C aktiviert. Die Aktivierungen leiten sich aus den TLM-Optimierungen in Kapitel 3.1.2 ab. Hier konnte für 660 °C keine Abhängigkeit von der Aktivierungsdauer gefunden werden. Daher wurde für dieses Experiment die kürzeste Dauer von 15 min gewählt. Die Optimierungen bei 820 °C zeigten eine zunehmende Nichtlinearität der Kontakt Kennlinien mit längerer Aktivierungsdauer. Gleichzeitig führt das längere Aktivieren zu geringeren Wasserstoffkonzentrationen im Halbleiter. Als maximale Aktivierungsdauer wurden 15 min gewählt, da hier die Wasserstoffkonzentration im Halbleiter unterhalb der Detektionsgrenze der SIMS (siehe Abbildung 3.11) liegt. Bei der Aktivierungsdauer von 2 min konnten die geringsten Kontaktwiderstände erreicht werden und die 5 min Aktivierung dient als Kompromiss zwischen den beiden anderen Proben.

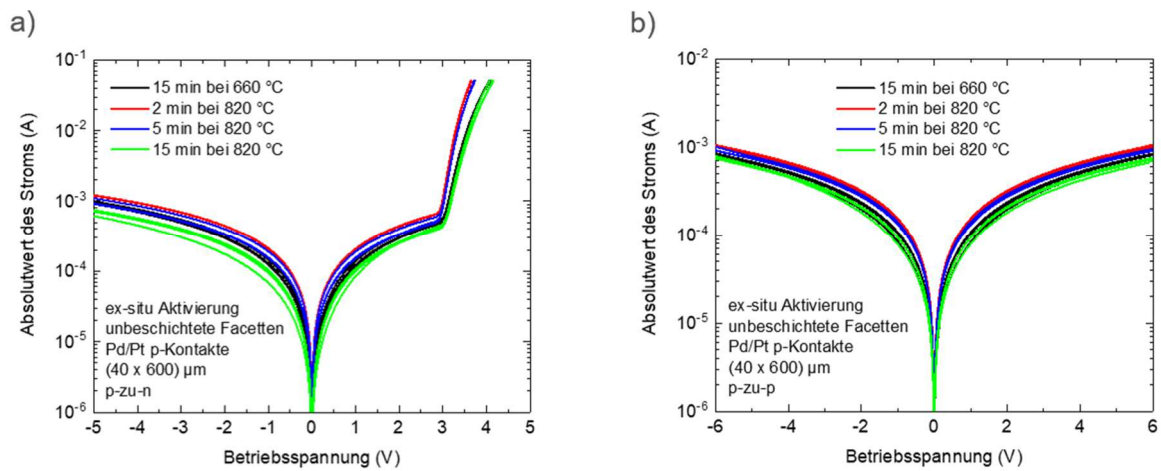


Abbildung 4.5: IV-Kennlinien von Lasern mit unterschiedlichen ex-situ Aktivierungen und Pd/Pt als p-Kontaktmetall: a) in p-zu-n Konfiguration und b) in p-zu-p Konfiguration

Die IV-Kennlinien in p-zu-n und p-zu-p Konfiguration sind in Abbildung 4.5 zu sehen. In Sperrrichtung und unterhalb der Durchlassspannung fließt bei der 2 min aktivierten Probe der größte Strom. Beim Vergleich zwischen in- und ex-situ aktivierten Proben in Abbildung 4.4 wurde argumentiert, dass dies ein Resultat von reduzierten Schicht- oder Kontaktwiderständen sowie eines höheren Leckstroms sein kann. Wenn die p-Leitfähigkeit abhängig von der Anzahl aktivierter Akzeptoren und somit von der Wasserstoffkonzentration ist, lassen sich weitere Schlüsse ziehen. Die Wasserstoffkonzentration liegt für die 2 min aktivierte Probe zwischen denen der länger oder bei geringerer Temperatur aktivierten Proben (siehe Abbildung 3.11). Somit kann eine erhöhte p-Leitfähigkeit nicht der Grund für den erhöhten Stromfluss sein. Die gleiche Argumentation gilt für die Leckströme. Sollte eine Zunahme der Leckströme infolge der Aktivierung auftreten, wäre auch hier nicht der größte Effekt bei der 2 min aktivierten Probe zu erwarten. Daher ist es am wahrscheinlichsten, dass diese Probe die geringsten p-Kontaktwiderstände aufweist.

Die Durchlassspannungen sind für die vier Proben sehr ähnlich. Die gemessenen Steigungen im linearen Teil der Diodenkennlinien unterscheiden sich jedoch voneinander. So lassen sich die Proben in zwei Gruppen einteilen. Die beiden „kurz“ aktivierten Proben (2 min und 5 min) liegen nah beieinander und die beiden „lang“ aktivierten (15 min) mit flacherem Anstieg ebenfalls. Dies deutet auf höhere Bahnwiderstände für die länger aktivierten Proben hin. Wie bereits beschrieben, lässt sich dieses Verhalten nicht einzig mit den Restwasserstoffkonzentrationen in den Proben erklären. Daher ist es naheliegend, dass die unterschiedlichen Bahnwiderstände aus entsprechend veränderten p-Kontaktwiderständen resultieren. Diese These wird durch die zugehörige p-zu-p Messung in Abbildung 4.5b unterstützt. Hier lässt sich der gleiche Trend wie bei den p-zu-n Messungen reproduzieren. Daraus folgt, dass die längeren Aktivierungsdauern bei den hier verwendeten Aktivierungstemperaturen zu höheren Kontaktwiderständen bei den nachfolgend prozessierten p-Kontakten führen. Dies wäre durch Veränderungen an der Halbleiteroberfläche oder in

deren Nähe, wie bspw. die Entstehung von donatorähnlichen Defekten (wie bspw. Stickstoffvakanz [108, 109]) oder Oberflächenoxiden [82, 110], welche durch den nachfolgenden Reinigungsschritt nicht mehr entfernt werden können, denkbar.

Die TLM-Ergebnisse aus Kapitel 3.1.2 unterscheiden sich in einem Punkt von den Messungen an den Breitstreifenlasern. Dort waren die Kontaktwiderstände nach einer Aktivierung von 15 min bei 660 °C vergleichbar mit denen nach 2 min bei 820 °C. Wie bereits in Kapitel 3.1.2 diskutiert, könnte eine Erklärung hierfür die Reproduzierbarkeit der Epitaxie bzw. des Prozesses sein. Bei den TLM-Optimierungen wurden die Variationen der Aktivierungszeit bei 820 °C mit Vierteln eines Wafers und die für 660 °C auf einem anderen Wafer durchgeführt. Im Ergebnis waren die Kontaktwiderstände für Aktivierungen von 15 min bei 660 °C und 2 min bei 820 °C vergleichbar, allerdings die Schichtwiderstände bei 660 °C deutlich niedriger. Da die Variationen aus Abbildung 4.5 alle an einem Wafer durchgeführt wurden, lassen sich solche Schwankungen ausschließen. Die Trends aus den TLM-Messungen für die Aktivierung bei 820 °C konnten in diesem Experiment bestätigt werden.

4.2 Stabilität der Flussspannung im cw-Betrieb

In diesem Kapitel soll der Einfluss der Aktivierung auf die Stabilität der Betriebsspannung während des cw-Betriebs untersucht werden. Hierfür wurden an den auf C-Mount montierten Laserriegeln gepulste IV-Kennlinien bei hohen Strömen sowie IV-Kennlinien bei geringen Spannungen in p-zu-n und p-zu-p Konfiguration aufgenommen. Danach erfolgte die Alterung einzelner Breitstreifenlaser bei einem konstanten Strom von 1 A. Hierbei ist wichtig zu erwähnen, dass es während der Alterung nur zur spontanen Emission kommt. Aufgrund des großen aktiven Volumens und der nicht optimierten thermischen Ankopplung steigt die Temperatur in den Bauelementen und die Effizienz sinkt. Daher findet während des cw-Betriebs kein Lasing statt. Der verwendete Strom entspricht einer nominellen Stromdichte von ca. 4,1 kA/cm². Dieser Wert liegt oberhalb typischer Schwellenstromdichten von RW-Laserstrukturen. Somit kann in diesen Experimenten der elektrische Stress während der Alterung von RW-Lasern nachgestellt werden. An charakteristischen Punkten der Alterung kann diese unterbrochen und die oben erwähnten Messungen wiederholt werden und somit zu einem besseren Verständnis der Alterungseffekte beitragen. Hierfür soll zunächst die Alterung der in-situ aktivierten Probe mit Pt-Kontakt im Detail besprochen werden. Anschließend werden die Unterschiede zum Pd/Pt-Kontaktsystem in Kombination mit unterschiedlichen Aktivierungsbedingungen diskutiert. Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefasst und interpretiert.

4.2.1 Einfluss des p-Kontaktmetalls und der Aktivierungsbedingungen auf die Spannungsstabilität

Pt als p-Kontaktmetall

Die typischen Verläufe der Betriebsspannungen für die beiden in-situ (15 min bei 860 °C) und die ex-situ (2 min bei 820 °C) aktivierten Laserstrukturen sind in Abbildung 4.6 dargestellt. In den ersten beiden Stunden der Alterung steigt die Spannung der Breitstreifenlaser mit Pt-p-Kontakt kontinuierlich um ca. 0,2 V an. Anschließend beschleunigt sich der Spannungsanstieg deutlich und die Betriebsspannung erhöht sich innerhalb der nächsten beiden Stunden um ca. 1,7 V. Nach diesem Anstieg nimmt Spannung in den folgenden 5 h leicht ab. In den letzten 7 h der Alterung nimmt die Spannung wieder langsam zu. Die Form des Spannungsanstiegs in den ersten 5 h erinnert an ein „S“. Daher soll dieser Bereich mit dem steilen Spannungsanstieg im Nachfolgenden als „S-Anstieg“ bezeichnet werden. Von diesem Probenotyp wurden 7 Breitstreifenlaser gealtert und alle zeigen das gleiche Alterungsverhalten. Der Zeitpunkt des S-Anstiegs kann dabei variieren, der Spannungsanstieg ist aber immer gleich hoch. Ebenfalls kommt es nach dem S-Anstieg immer zu einer Phase der Stabilisierung der Spannung, meistens sogar einer leichten Reduktion, bevor die Spannung wieder kontinuierlich ansteigt, bis der Laser elektrisch ausfällt. Das Rauschen der Spannungskurven ist vermutlich ein thermischer Effekt, da zeitgleich mit einer Reduktion der Spannung auch eine Reduktion der optischen Ausgangsleistung einhergeht. Da der Aufbau nicht für die Alterung der Breitstreifenlaser optimiert ist und sich für alle gealterten Teststrukturen einer Probenart die gleichen Effekte beobachten lassen, soll das Rauschen der Alterungskurven im Nachfolgenden nicht weiter betrachtet werden.

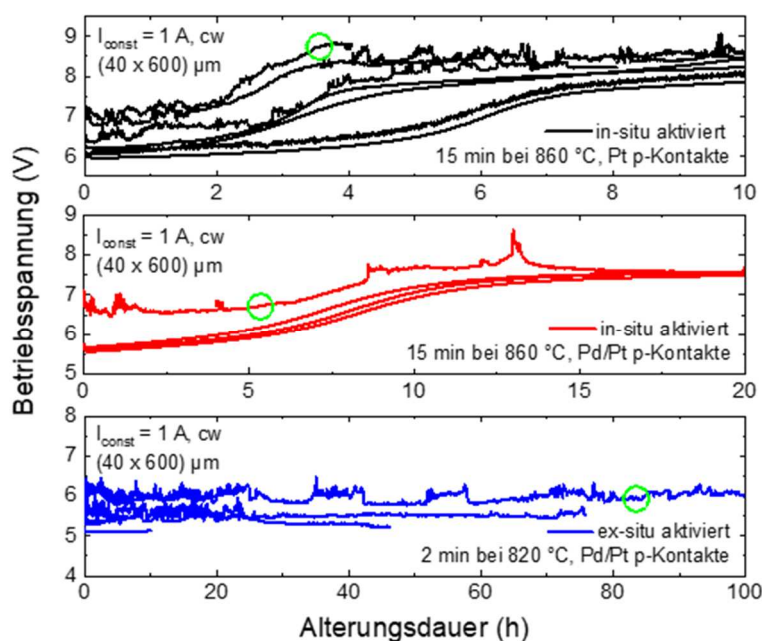


Abbildung 4.6: Entwicklung der Betriebsspannung während des Dauerstrichbetriebs in Abhängigkeit der verwendeten Technologie, markierte IV-Kennlinien werden im Text detailliert besprochen (Daten aus [97] entnommen)

Um ein besseres Verständnis für die Vorgänge in der Laserdiode während der Alterung zu erhalten, wurden zu charakteristischen Zeitpunkten IV-Kennlinien in der p-zu-n und in der p-zu-p Konfiguration aufgenommen. Diese sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Die ersten Messungen wurden vor der Alterung aufgenommen, die zweiten nach 4 h und somit direkt nach dem charakteristischen S-Anstieg. In der p-zu-n Messung liegen die Kennlinien in Rückwärts- und Vorwärtsrichtung bis zur Durchlassspannung direkt übereinander. Bei höheren Spannungen ist der differentielle Widerstand der gealterten Diode erhöht. Zum gleichen Zeitpunkt liegen die IV-Kennlinien in der p-zu-p Messung unverändert übereinander. Daraus lässt sich schließen, dass die Erhöhung der Spannung während des charakteristischen S-Anstiegs nicht auf einer Degradation des p-Kontakts beruht, da dessen Widerstand während der Alterung unverändert bleibt. Die Ursache muss daher eine Veränderung im Halbleiter sein, wodurch der differentielle Widerstand der Diode ansteigt.

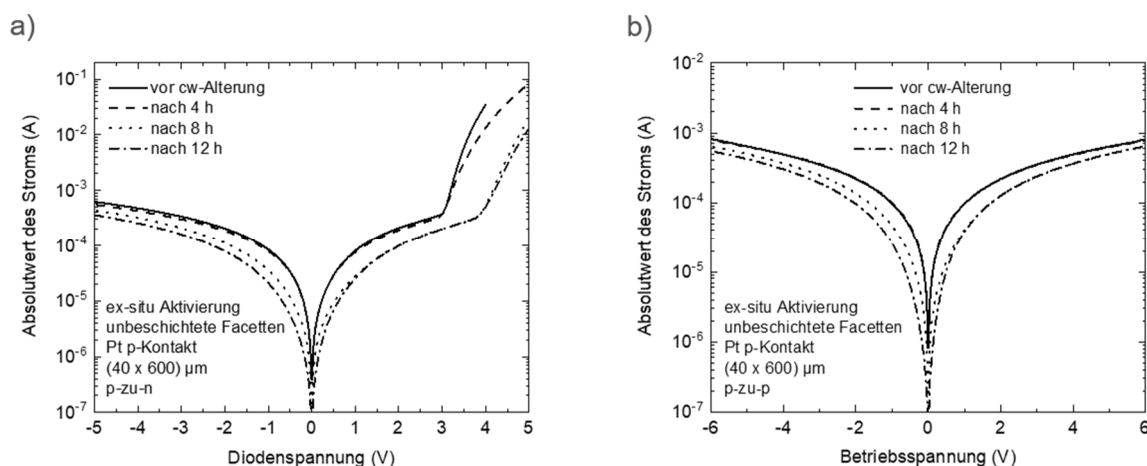


Abbildung 4.7: IV-Kennlinien der in-situ aktivierten Laser mit Pt-p-Kontakt zu unterschiedlichen Zeiten der Alterung: a) in p-zu-n und b) in p-zu-p Konfiguration

Während der nächsten 4 h der Alterung konnte eine leichte Reduzierung der Betriebsspannung beobachtet werden (siehe Abbildung 4.6). In dem gleichen Zeitraum hat sich die Durchlassspannung in der p-zu-n Messung jedoch um ca. 1 V erhöht. Das bedeutet, in diesem Zeitraum laufen mindestens zwei Effekte gleichzeitig ab. Zum einen verringert sich der differentielle Widerstand der Diode oberhalb der Durchlassspannung. Das bedeutet, wäre die p-zu-n Messung bis zu einem Strom von 1 A fortgesetzt worden, hätten sich die beiden Kennlinien der 4 h und der 8 h Messung gekreuzt. Zum anderen ist der Stromfluss unterhalb der Durchlassspannung in Vorwärtsrichtung sowie in Rückwärtsrichtung reduziert. Dieser Effekt lässt sich ebenfalls in der p-zu-p Messung beobachten. Dies ist ein Hinweis für eine Degradation des p-Kontakts durch die Bildung einer Schottky-Barriere und erklärt auch die Verschiebung der Durchlassspannung in der p-zu-n Messung. Die zuvor beschriebene, zeitgleiche Verringerung des differentiellen Widerstandes führt jedoch insgesamt zu der leichten Reduktion der Betriebsspannung während der Alterung.

In der letzten Phase der Alterung konnte ein kontinuierlicher Anstieg der Betriebsspannung beobachtet werden. Dies bildet sich in der p-zu-n Messung durch einen erneuten Anstieg des differentiellen Widerstands ab, ohne dass sich dabei eine weitere Veränderung des p-Kontakts in der p-zu-p Konfiguration messen lässt.

Pd/Pt als p-Kontaktmetall

Nachfolgend sollen nun die Alterungseffekte der Proben mit Pd/Pt-Kontakten betrachtet werden. Die Alterungskurven der in-situ aktivierten Laser in Abbildung 4.6 sehen sich unabhängig vom p-Kontaktmetall ähnlich. Beide zeigen den charakteristischen S-Anstieg der Spannung. Die Spannung der Probe mit den Pd/Pt-Kontakten beginnt etwas später, nach ca. 4 h, anzusteigen. Während des S-Anstiegs steigt die Spannung innerhalb von 5 h um ca. 1,5 V. Danach stabilisiert sich die Spannung und sinkt im Verlauf der weiteren Alterung langsam ab. Im Gegensatz zu den Laserdioden mit Pt-Kontakt ist auch bei längerem Betrieb kein weiterer Anstieg der Spannung zu beobachten. In den IV-Kennlinien in Abbildung 4.8 zeichnet sich der S-Anstieg in einem erhöhten differentiellen Widerstand ab. Im Laufe der weiteren Alterung verringert sich dieser wieder etwas, was sich ebenfalls in der leicht sinkenden Betriebsspannung nach dem S-Anstieg widerspiegelt. Im Gegensatz zu der Probe mit Pt-Kontakt erhöht sich die Durchlassspannung während der Alterung nicht. Auch in der p-zu-p Messung sind während der gesamten Alterung keine Veränderungen festzustellen. Daraus lässt sich ableiten, dass der Pd/Pt-Kontakt während der Alterung nicht degradiert.

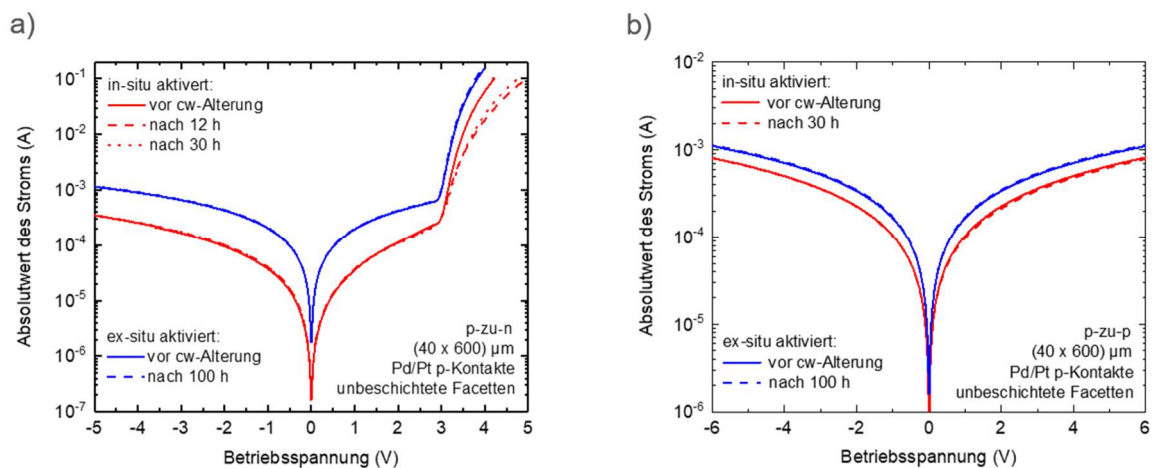


Abbildung 4.8: IV-Kennlinien der Laser mit Pd/Pt-p-Kontakt zu unterschiedlichen Zeiten der Alterung: a) in p-zu-n und b) in p-zu-p Konfiguration

Einfluss der Aktivierungsbedingungen auf die Spannungsstabilität

Die ex-situ aktivierte Probe zeigt über die gesamte Alterungszeit eine stabile Betriebsspannung (siehe Abbildung 4.6). Auch in den IV-Kennlinien sind keine Veränderungen messbar (siehe Abbildung 4.8). Aus den drei bisher vorgestellten Laserstrukturen lässt sich bereits eine klare Abhängigkeit der Stabilität der Betriebsspannung von der Wasserstoffkon-

zentration im Halbleiter zusammen mit dem gewählten p-Kontaktmetall erkennen. Um den Einfluss der Aktivierung besser zu verstehen, wurden noch zwei weitere Versuchsreihen durchgeführt. Zuerst wurden Laserriegel der in Abbildung 4.5 vorgestellten Proben auf C-Mounts gelötet und gealtert. In Abbildung 4.9 sind die Ergebnisse der Alterung zu sehen.

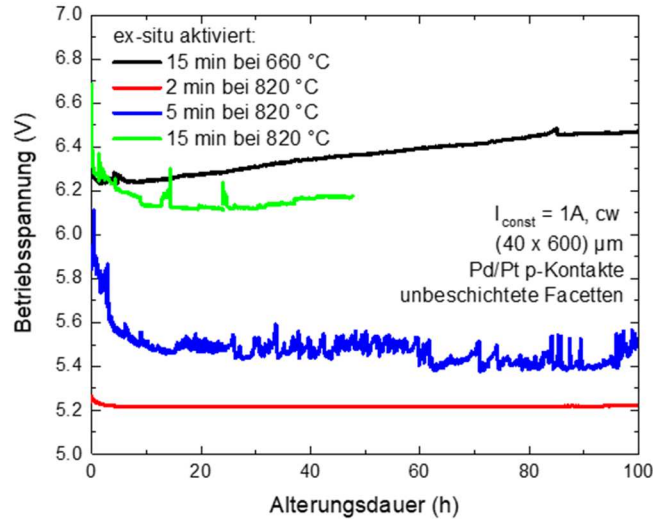


Abbildung 4.9: Verlauf der Betriebsspannungen von unterschiedlich ex-situ aktivierten Breitstreifenlasern während der Alterung

Wie bereits beschrieben, wurden bei diesem Experiment vier Viertel von einem Wafer unterschiedlich aktiviert, um den Einfluss der Epitaxie möglichst gering zu halten. Das Viertel B aus Abbildung 4.9 ist identisch aktiviert wie die ex-situ aktivierte Probe aus Abbildung 4.6 und zeigt über eine Dauer von 100 h keine Veränderungen bei der Betriebsspannung. Die Viertel C und D wurden bei gleicher Temperatur 5 min bzw. 15 min aktiviert. Wie in Kapitel 4.1 besprochen, resultiert dies in höheren Kontaktwiderständen und somit auch höheren Betriebsspannungen. Beide Proben zeigen zu Beginn der Alterung eine Reduktion der Betriebsspannung und anschließend ebenfalls stabile Spannungsverläufe. Viertel A wurde 15 min bei 660 °C aktiviert. Dies führt zu einer Wasserstoffkonzentration auf der p-leitenden Seite des Halbleiters von ca. $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und liegt damit zwischen den Konzentrationen von $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ der ex-situ bzw. in-situ aktivierten Proben aus Abbildung 4.6. Die Probe von Viertel A zeigt über die gesamte Dauer der Alterung einen kontinuierlichen Anstieg der Betriebsspannung. Dies führt über 100 h zu einer Erhöhung der Spannung um 0,2 V. Hier ist davon auszugehen, dass es bei längerer Alterungszeit zu einem S-Anstieg der Spannung kommen kann. Zusammenfassend konnte bisher gezeigt werden, dass die Stabilität der Betriebsspannung mit der Konzentration des Wasserstoffs im Halbleiter skaliert. Unterhalb einer maximalen Konzentration von $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ lassen sich nach einigen Stunden keine Veränderungen der Spannung während des Betriebs feststellen. Eine weitere Reduktion der Wasserstoffkonzentration durch längere Aktivierungen führt zu einer Erhöhung der p-Kontaktwiderstände.

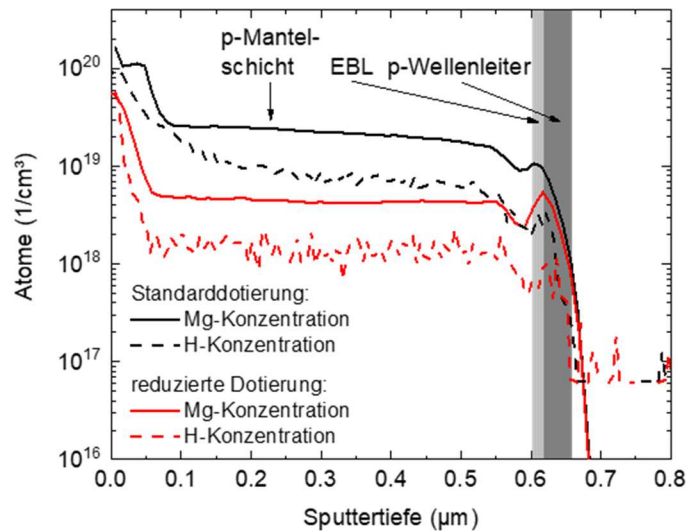


Abbildung 4.10: SIMS-Messungen der Mg- und H-Konzentrationen von unterschiedlich hoch Mg-dotierten Breitstreifenlasern nach der in-situ Aktivierung

Bei der letzten hier diskutierten Probe wurde nach dem Wachstum des EBLs der Mg-Fluss innerhalb der MOCVD-Anlage auf ein Drittel reduziert. Dies führt zu einer Reduktion der Mg-Konzentration innerhalb des Halbleiters auf ebenfalls ca. ein Drittel (siehe Abbildung 4.10). Nach dem Wachstum wurde die Probe in-situ in der MOCVD-Anlage aktiviert. Dies führt zu einer H-Konzentration von etwa $1,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Mg-Konzentration von $4,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Damit ist die absolute H-Konzentration auf der p-leitfähigen Seite des Halbleiters vergleichbar mit der 2 min ex-situ aktivierten Probe. In Abbildung 4.11 ist der Verlauf der Alterung dieser Probe dargestellt.

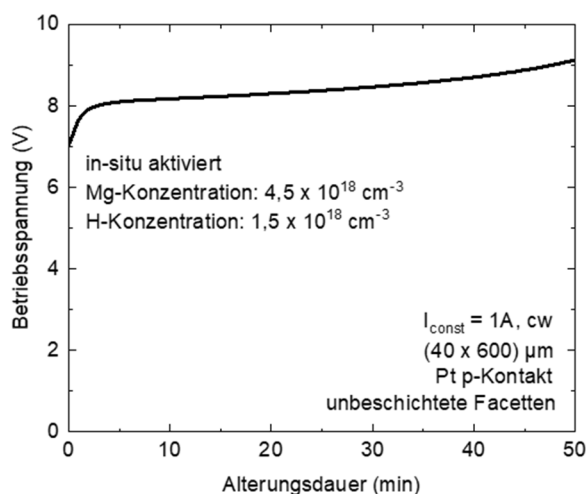


Abbildung 4.11: Verlauf der Betriebsspannung im Dauerstrichbetrieb eines Breitstreifenlasers mit reduzierter Mg-Dotierung

Die Proben haben zu Beginn der Alterung im Mittel eine ca. 1 V höhere Betriebsspannung als die bisher vorgestellten in-situ aktivierten Proben. Dies lässt sich durch die geringere Mg-Dotierung und die damit verbundene geringere p-Leitfähigkeit erklären. Während der Alterung steigt die Betriebsspannung der Breitstreifenlaser von der ersten Minute an. Nach

einem Anstieg von ca. 1 V verlangsamt sich dieser Effekt. Nach ca. 30 min bis 40 min beginnt die Spannung erneut schneller anzusteigen. Diese Laser wurden mit Pt-basierten p-Kontakten hergestellt. Qualitativ ähnelt der Spannungsverlauf dem aus Abbildung 4.6 der in-situ aktivierten Probe mit Pt-p-Kontakt. Allerdings beginnt die Alterung sofort mit dem steilen Spannungsanstieg innerhalb des vormaligen S-Anstiegs und läuft dann deutlich schneller ab, d. h. innerhalb von etwa 5 min. Daraus lässt sich schließen, dass nicht die absolute H-Konzentration entscheidend für die Spannungsstabilität ist. Das Verhältnis von Mg- zu H-Konzentration scheint eher entscheidend für das Ablaufen dieser Prozesse zu sein. Weiterhin führt die Reduktion der Mg-Dotierung zu einer Beschleunigung der ablaufenden Prozesse.

4.2.2 Zusammenfassung und Interpretation der beobachteten Alterungseffekte der Betriebsspannung

Die bisherigen Degradationsuntersuchungen an Breitstreifenlasern lassen darauf schließen, dass während des cw-Betriebs die folgenden drei Prozesse ablaufen.

1. Effekt: Erhöhung der Durchlassspannung
Lokalisation: Erhöhung des Kontaktwiderstands von Pt-Kontakten
2. Effekt: Erhöhung des differentiellen Widerstands
Lokalisation: Erhöhung eines Ohm'schen Widerstands im Halbleiter
3. Effekt: Verringerung des differentiellen Widerstands
Lokalisation: Verringerung eines Ohm'schen Widerstands im Halbleiter

Im Nachfolgenden sollen diese 3 Punkte einzeln diskutiert werden.

1. Degradation des Pt-p-Kontakts

Wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben und in [82] gezeigt, neigt Pd auf p-leitenden GaN-Oberflächen zur Bildung von Hohlräumen. Diese können sich in Abhängigkeit von der Temperatur verändern [82, 92]. In den hier gezeigten Experimenten konnte jedoch während der Alterung keine Veränderung der Pd/Pt-p-Kontaktwiderstände gemessen werden. Weder aus der Literatur noch durch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente sind solche strukturellen Defekte an der Grenzfläche vom Pt zum p-GaN bekannt. Dennoch konnte eine Degradation der p-Kontakte nur für die auf Pt basierenden Kontakte beobachtet werden. Allgemein sind Pd und Pt vom chemischen Standpunkt sehr ähnliche Metalle. So sind beide dafür bekannt, Wasserstoff speichern zu können [111-113]. Allerdings unterscheidet sich das Verhalten des Wasserstoffs innerhalb der Metalle grundlegend voneinander. So bildet Wasserstoff im Pd durch eine exotherme Reaktion sogenannte Pd-Hydride [114] und wird dadurch chemisch gebunden. Im Pt wäre eine solche Reaktion endotherm und damit unwahrscheinlich [114]. Deshalb lässt sich folgendes Szenario für

die Degradation der Pt-p-Kontakte postulieren: Während der Chipprozessierung sammelt sich in beiden p-Kontaktmetallen Wasserstoff aus dem Halbleiter an. Im Pd ist es gebunden und im Pt kann es sich frei bewegen. Während des Laserbetriebs kann nur der Wasserstoff aus dem Pt in den Halbleiter migrieren. Das kann zu einer Passivierung von Akzeptoren durch die Bildung von Mg-H-Komplexen in der Nähe des p-Kontaktes und infolgedessen zu einer Erhöhung des p-Kontaktwiderstandes führen.

2. Degradation der Heterostruktur

Es konnte gezeigt werden, dass eine Degradation der Heterostruktur zu einem S-Anstieg der Betriebsspannung führt. Sie steht im klaren Zusammenhang mit der Aktivierung und somit der Wasserstoffkonzentration im Halbleiter. Sinkt die Wasserstoffkonzentration infolge einer effektiveren Aktivierung auf einen Wert von $\leq 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, führt dies zu einer stabilen Betriebsspannung. Wird allerdings dieser Wert durch die Reduzierung der Mg-Dotierung erreicht, beschleunigt dies die Degradation der Heterostruktur. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass nicht die absolute Wasserstoffkonzentration, sondern das Verhältnis von Mg- zu H-Konzentration entscheidend für die Stabilität der Betriebsspannung ist. Dieses Verhältnis bestimmt, genauso wie die Mg-Dotierhöhe, die Leitfähigkeit der p-Seite des Halbleiters. So führt eine höhere p-Leitfähigkeit zu einer stabileren Betriebsspannung. Eine mögliche Erklärung für diesen Effekt kann ein von Anbeginn inhomogener Stromfluss auf der p-Seite des Bauelements sein. Dieser kann sowohl durch Inhomogenitäten des Kontakts oder durch eine inhomogene Dotierung der p-Seite, bspw. durch die Bildung von Mg-Präzipitaten [115, 116] oder Mg-Clustern im Supergitter [117], entstanden sein. Verschiedene theoretische [12, 118-120] und experimentelle Studien [8, 12, 51, 120] haben gezeigt, dass Wasserstoff während des cw-Betriebs von GaN-basierten LEDs oder Laserdioden im Halbleiter migriert. Dies würde in Kombination mit dem inhomogenen Stromfluss zu einer inhomogenen Verteilung des Wasserstoffs im Halbleiter führen, bspw. durch partielle Nachaktivierung (siehe 3. *Reduktion des Serienwiderstands*). Dies wäre ein sich selbstverstärkender Prozess, da in Bereichen mit bereits erhöhtem Stromfluss der elektrische Widerstand weiter sinken würde. In Folge dessen würde der Stromfluss auf der p-Seite immer inhomogener wird, bis dieser Vorgang stoppt. Verringert sich dadurch die effektiv stromdurchflossene Fläche steigt die Spannung an. Wenn ein solcher Prozess stattfinden würde, hätte er auch direkte Folgen auf die Ausgangsleistung eines Lasers, da weniger Bereiche in der aktiven Zone gepumpt würden. Daher werden die Auswirkungen des S-förmigen Spannungsanstiegs auf die Ausgangsleistung ausführlich in Kapitel 4.3 und Kapitel 5.2 untersucht.

3. Reduktion des Serienwiderstands

Für beide in-situ aktivierten Proben aus Abbildung 4.6 konnte, nach dem S-förmigen Spannungsanstieg, eine Reduzierung des Serienwiderstands festgestellt werden. In verschiedenen Studien konnte gezeigt werden, dass bei GaN-basierten Bauelementen mit ei-

nem pn-Übergang eine Nachaktivierung von passivierten Mg-Akzeptoren während des Betriebs stattfindet [8, 50, 51, 121]. Dieser Prozess ist hauptsächlich durch den Betriebsstrom ausgelöst und benötigt keine erhöhten Temperaturen. Zusätzlich konnten Iveland et al. [122] die Existenz von heißen Ladungsträgern in GaN-basierten LEDs nachweisen, welche die benötigte Energie zum Aufbrechen der Mg-H-Komplexe liefern könnten. Basierend auf diesen Studien liegt eine Nachaktivierung der p-Seite, durch das Aufbrechen von vorhandenen Mg-H-Komplexen, auch bei den hier verwendeten Laserstrukturen nahe. Die zusätzlich aktivierten Akzeptoren würden die p-Leitfähigkeit erhöhen und somit den Serienwiderstand der Diode verringern.

Als Ergebnis dieser Diskussion lässt sich die vorangestellte Übersicht zu den ablaufenden Prozessen während der Alterung von Breitstreifenlasern um den Punkt „Ursache“ erweitern.

1. Effekt: Erhöhung der Durchlassspannung
 Lokalisation: Erhöhung des Kontaktwiderstands von Pt-Kontakten
 Ursache: Eine zu hohe H-Konzentration im Pt-Kontaktmetall
2. Effekt: Erhöhung des differentiellen Widerstands
 Lokalisation: Erhöhung eines Ohm'schen Widerstands im Halbleiter
 Ursache: Verringerung der effektiv stromdurchflossenen Fläche
3. Effekt: Verringerung des differentiellen Widerstands
 Lokalisation: Verringerung eines Ohm'schen Widerstands im Halbleiter
 Ursache: Nachaktivierung der p-Leitfähigkeit in stromdurchflossenen Bereichen

Die drei diskutierten Effekte hängen alle mit der Wasserstoffkonzentration im Halbleiter nach der Aktivierung zusammen. Für die hier verwendeten Breitstreifenlaser ist es gelungen, durch eine effektivere Aktivierung, stabile Betriebsspannungen zu erzeugen. Eine Wasserstoffkonzentration von $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, bei den hier verwendeten Aktivierungsbedingungen, stellte sich als optimal für die gleichzeitige Erzielung stabiler Betriebsspannungen und niedriger Kontaktwiderstände heraus. Durch die Verwendung von Pt als p-Kontaktmetall wird das Bauelement sensitiver gegenüber der verbliebenen Menge an Wasserstoff. An den Pd/Pt-basierten p-Kontakten konnten keine Degradationseffekte bei den hier getesteten Wasserstoffkonzentrationen beobachtet werden.

4.3 Zunahme der Laserschwelle während der Alterung

Bisher wurde in diesem Kapitel der Einfluss der Aktivierung, und der damit verbundenen Wasserstoffkonzentration im Halbleiter, auf die Betriebsspannung diskutiert. Nun sollen die Auswirkungen auf die optische Ausgangsleistung untersucht werden. Hierbei ist zu beachten, dass die Breitstreifenlaser während der Alterung Licht nur spontan emittieren.

Damit können Effekte, die an hohe Photonendichten im Resonator bzw. an den Facetten gekoppelt sind, hier nicht untersucht werden. In Kapitel 4.2 wurde jedoch postuliert, dass der S-Anstieg durch eine inhomogenere Stromverteilung auf der p-Seite des Halbleiters entsteht. Dies würde zu weniger gepumpten und somit absorbierenden Bereichen in der aktiven Zone führen. Daher wären auch Auswirkungen auf die spontane Emission der Laser zu erwarten.

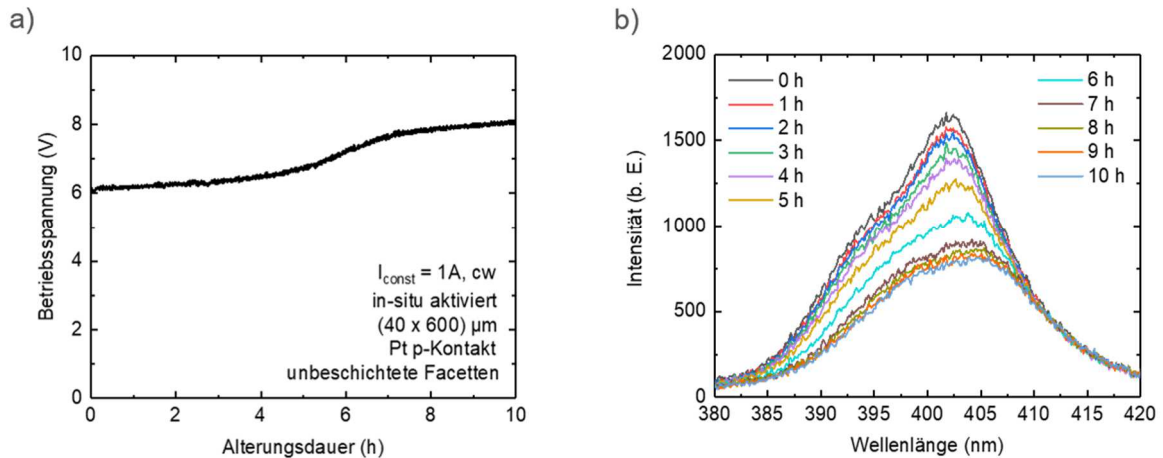


Abbildung 4.12: Zusammenhang der a) Zunahme der Betriebsspannung mit b) dem Abfall der Intensität der spontanen Emission eines in-situ aktivierten Breitstreifenlasers

In Abbildung 4.12 ist das Alterungsverhalten eines in-situ aktivierten Breitstreifenlasers dargestellt. Der S-Anstieg der Spannung beginnt nach ca. 5 h und ist nach etwa 7 h beendet. Vor und nach dem charakteristischen Spannungsanstieg steigt die Spannung leicht an. Neben dem Spannungsverlauf ist in Abbildung 4.12b auch die zeitliche Entwicklung des Spektrums der spontanen Emission gezeigt. Über die gesamte Betriebszeit schiebt das Spektrum um ca. 2 nm zur niederenergetischen Seite. Die Leistung nimmt innerhalb der ersten 4 h der Alterung kontinuierlich, aber nur wenig, ab. Zwischen Stunde vier und sieben der Alterung nimmt der Abfall der Leistung deutlich zu. Dies ist exakt der Zeitraum, indem der S-Anstieg stattfindet. Danach stabilisiert sich das Spektrum. Somit lässt sich ein ursächlicher Zusammenhang zwischen dem S-Anstieg der Betriebsspannung und dem starken Abfall der spontanen Emission vermuten. Der in Kapitel 4.2.3 vorgeschlagene Mechanismus zur Erklärung des S-Anstiegs könnte auch die Änderung des Spektrums erklären. Der Strom verläuft inhomogen auf der p-Seite, dieser Effekt verstärkt sich im Laufe der Alterung, es entstehen absorbierende Bereiche in der aktiven Zone und infolgedessen wird weniger Licht an der Laserfacette emittiert.

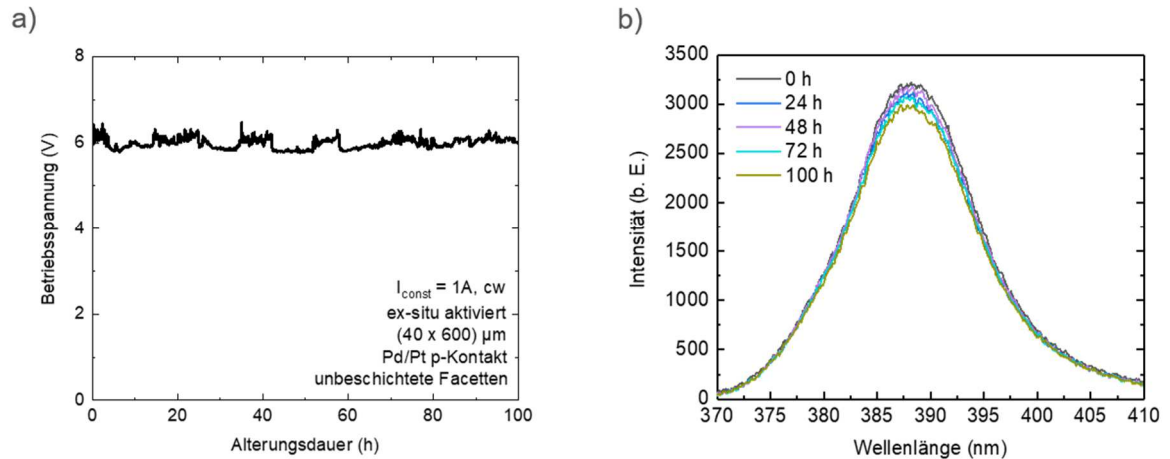


Abbildung 4.13: Entwicklung der a) Betriebsspannung und b) der Intensität der spontanen Emission eines ex-situ aktivierten Breitstreifenlasers während des Dauerstrichbetriebs

Im Vergleich dazu ist in Abbildung 4.13 der zeitliche Verlauf des Spektrums für eine ex-situ aktivierte Probe während der Alterung über 100 h neben der Betriebsspannung dargestellt. Konsistent mit dem nicht vorhandenen S-Anstieg der Spannung ist auch kein verstärktes Abfallen der Leistung im spontanen Spektrum zu beobachten. Allerdings ist auch hier, ähnlich wie bei den in-situ aktivierten Lasern, zu erkennen, dass die Leistung über die gesamte Alterung, wenn auch nur wenig, kontinuierlich abnimmt. Typische Werte für die Reduktion der Leistung liegen bei etwa 10 % bis 20 %. Dies lässt vermuten, dass neben der Reduktion der Ausgangsleistung infolge des S-Anstiegs noch mindestens ein weiterer Degradationsmechanismus in beiden Laserstrukturen abläuft.

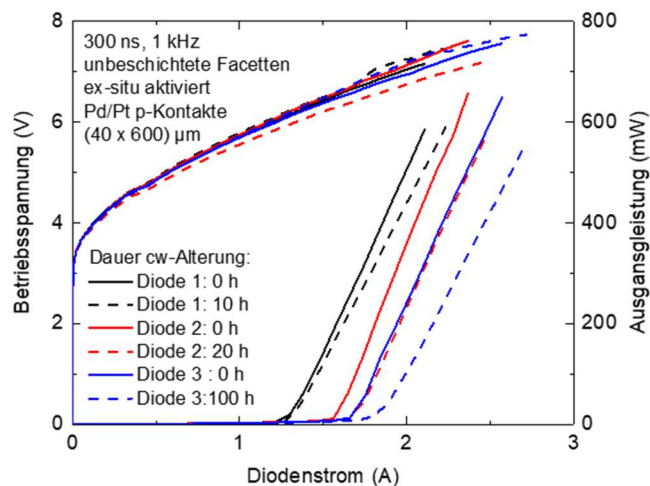


Abbildung 4.14: Gepulste Laserkennlinien vor und nach der Alterung von ex-situ aktivierten Breitstreifenlasern

In Abbildung 4.14 sind gepulste Laserkennlinien von drei verschiedenen, ex-situ aktivierten Lasern jeweils vor und nach bestimmten Zeiten der Alterung dargestellt. Wie bereits ausführlich diskutiert, erfolgt hier während der Alterung keine Zunahme der Betriebsspannung. Die Schwelle und die Steigung der Ausgangsleistung verändern sich jedoch mit fort-

schreitender Alterung. So ist eine leichte Verringerung der Steigung bereits nach 10 h des cw-Betriebs zu beobachten. Zu diesem Zeitpunkt ist die Laserschwelle jedoch noch unverändert. Bei einem weiteren Betrieb der Laser steigt die Schwelle weiter an. Nach 100 h beträgt der Anstieg der Laserschwelle ca. 10 % ohne eine weitere Verringerung der Steigung der Ausgangsleistung. Die Ursachen für die langsame und kontinuierliche Leistungsabnahme gekoppelt mit dem Anstieg der Laserschwelle während des cw-Betriebs lassen sich anhand der hier durchgeführten Untersuchungen nicht benennen. So könnte die Bildung von Defekten in der aktiven Zone und der damit verbundenen Erhöhung der nicht-strahlenden Rekombination [38-43] eine mögliche Ursache sein. Ebenfalls wären Veränderungen an den Facetten, welche deren Reflektivitäten beeinflussen, eine mögliche Erklärung. So würde eine sich bildende, absorbierende Schicht ebenfalls beide Effekte erklären. Da die Facetten der Breitstreifenlaser während des Betriebs nicht beschichtet waren und die Laser im LED-Modus liefen, ist auch nicht klar, ob eventuelle Beobachtungen auf die RW-Laser übertragbar sind. Daher wird der Einfluss der Facetten auf die Stabilität der Ausgangsleistung anhand von RW-Lasern ausführlich in Kapitel 5.3 untersucht.

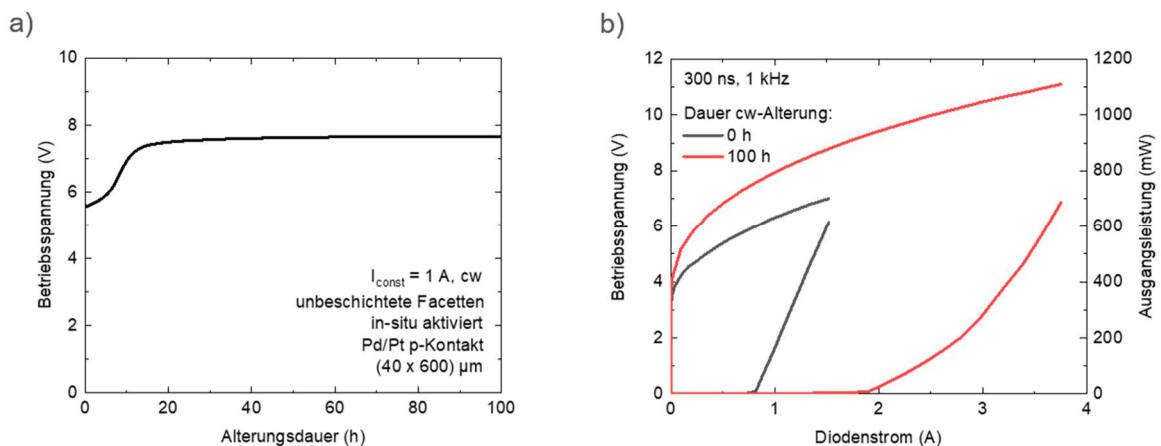


Abbildung 4.15: Alterung eines in-situ aktivierten Breitstreifenlasers: in a) Entwicklung der Betriebsspannung und in b) zugehörige gepulste Laserkennlinien zu Beginn und Ende der Alterung

Gepulste Messungen der Laserkennlinien wurden vor und nach der Alterung auch für die in-situ aktivierten Proben durchgeführt. In Abbildung 4.15 ist dies beispielhaft für einen Laser dargestellt. Hier ist deutlich zu erkennen, dass sich neben dem Anstieg der Betriebsspannung die Schwelle mehr als verdoppelt hat. Der Anstieg der Ausgangsleistung ist nach der Alterung deutlich verrundet. Diese Unterschiede im Vergleich zu den ex-situ aktivierten Proben (siehe Abbildung 4.14) sollten mit dem gleichzeitigen Auftreten des S-Anstiegs während der Alterung diskutiert werden. Dieses Ergebnis passt ebenfalls zu der beobachteten Reduktion der spontanen Emission während der Alterung der in-situ aktivierten Proben (siehe Abbildung 4.12). Der stärkere Anstieg der Schwelle würde sich, wie die Verringerung der spontanen Emission, durch das in Kapitel 4.2.2 postulierte inhomogene Pumpen der aktiven Zone erklären lassen.

Im letzten Teil dieses Kapitels konnte nachgewiesen werden, dass mit der Erhöhung der Spannung auch eine Reduktion der Ausgangsleistung gekoppelt an eine Zunahme der Laserschwelle einhergeht. Allerdings konnte auch eine geringere Reduktion der Ausgangsleistung bei den spannungsstabilen, ex-situ aktivierten Breitstreifenlasern beobachtet werden. Aus den hier gewonnenen Erkenntnissen werden in Kapitel 5 Strukturen für RW-Laser abgeleitet und diese detailliert hinsichtlich ihrer Stabilität während des cw-Betriebs untersucht.

5 Alterungsphänomene bei RW-Lasern auf GaN-Basis

Im vorherigen Kapitel wurde der Einfluss der Aktivierung der p-Leitfähigkeit auf die Laserparameter und die Stabilität von Breitstreifenlasern untersucht. Hierbei zeigten alle Laser, die ex-situ bei 820 °C aktiviert wurden, stabile Betriebsspannungen während der Alterung und das unabhängig von der Aktivierungsdauer. Längere Aktivierungszeiten reduzierten die Wasserstoffkonzentration, führten allerdings zu höheren Kontaktwiderständen. In diesem Kapitel werden die Untersuchungen zur Langzeitstabilität von RW-Lasern vorgestellt. Aufbauend auf den Ergebnissen der Breitstreifenlaser wurde für die Prozessierung der RW-Laser als Standard eine ex-situ Aktivierungsdauer von 2 min bei 820 °C ausgewählt. Um die Auswirkungen der hier noch vorhandenen Wasserstoffkonzentration auf die Stabilität der Bauteile beurteilen zu können, wurde ein Wafer 15 min aktiviert.

Die Wafer wurden, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, zu RW-Lasern prozessiert. Zusätzlich zu den unterschiedlichen Aktivierungsdauern wurden zwei Variationen in der Prozessierung vorgenommen. Ein Wafer wurde mit SiN_x aus der PECVD-Anlage als Isolator prozessiert, die restlichen Wafer mit SiO₂. Weiterhin wurde auf einem Wafer die Ätztiefe der Rippenätzung variiert und vor der Abscheidung des Isolators ein NH₃-Reinigungsplasma in der ICPECVD gezündet. Das NH₃-Plasma kann Kohlenstoff- und Sauerstoffablagerungen entfernen [123], aber auch die Oberflächenzustandsdichte verändern [123-125]. Die Auswirkungen des Plasmaschritts auf die Laserperformance werden in Kapitel 5.1.1 und Kapitel 5.2.3 untersucht. Bei den restlichen Wafern wurde, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, der EBL als Ätztiefe anvisiert. Aufgrund der Toleranzen des Rippenätzprozesses haben sich hier ungewollte Variationen in der Ätztiefe ergeben. Die tatsächliche Ätztiefe wurde im REM mit einer Genauigkeit von ca. ± 10 nm vermessen. Werte mit einem „+“ sind flacher und mit einem „-“ entsprechend tiefer geätzt als der EBL. Die untersuchten Variationen sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der vorgenommenen Variationen vom Standardprozessablauf

Strukturname	Aktivierungsdauer	Isolatormaterial	Rippenätztiefe relativ zum EBL/ Technologievariation
Laser A	2 min	SiN _x	± 0 nm
Laser B	2 min	SiO ₂	± 0 nm, - 65 nm, - 150 nm
Laser C	2 min	SiO ₂	NH ₃ -Plasma vor Isolatorabscheidung + 60 nm
Laser D	2 min	SiO ₂	NH ₃ -Plasma vor Isolatorabscheidung + 80 nm
Laser E	15 min	SiO ₂	+ 20 nm

Die Prozessierung der in Tabelle 5.1 vorgestellten Strukturen erfolgte in drei separaten Prozessen. Hierbei wurden die Laser A, die Laser B und C sowie die Laser D und E jeweils zusammen prozessiert. Bis auf Laser B und C entspricht jede Struktur einem Wafer. Die unterschiedlichen Ätztiefen dieser beiden Strukturen wurden alle auf einem Wafer hergestellt. Dazu wurde immer nur ein Viertel des Wafers bis zur Zielätztiefe geätzt und der restliche Wafer mit einer Metallmaske abgedeckt. Die Struktur Laser B fasst hier aufgrund ähnlicher Eigenschaften drei Laserviiertel und somit drei verschiedene Ätztiefen zusammen, die Standardätztiefe (EBL), eine Ätzung in den p-seitigen und eine in den n-seitigen Wellenleiter. Die Laser C sind ca. 60 nm flacher geätzt als der Standard. Im Gegensatz zu den drei Ätztiefen innerhalb der Struktur B führt die flache Ätzung bei den nachfolgenden Untersuchungen zu veränderten Lasereigenschaften. Daher wird sie hier als extra Struktur aufgeführt. Wenn Experimente zu unterschiedlichen Ergebnissen innerhalb der Struktur B führten, wird explizit darauf hingewiesen. Der Einfluss der Ätztiefe wird außerdem detailliert in Kapitel 5.2.3 diskutiert.

Wie bereits erwähnt, wurden die unterschiedlichen Laserstrukturen in drei verschiedenen Prozessen hergestellt. Abgesehen von den beschriebenen Technologievariationen wurden die Wafer nominell identisch prozessiert. Allerdings kann es durch unbemerkte Variationen in den einzelnen Prozessschritten, Unterschieden zwischen den jeweiligen Wafern (bspw. der Waferdurchbiegung) oder Reparaturschritten nach Fehlbearbeitungen zu nicht beabsichtigten Abweichungen in der Bearbeitung von Wafer zu Wafer oder Prozess zu Prozess kommen. Diese Unsicherheit in der abschließenden Bewertung der Ergebnisse lässt sich durch die Komplexität des Prozesses nicht vermeiden.

In diesem Kapitel werden die prozessierten RW-Laser gepulst und im Dauerstrichbetrieb charakterisiert und anschließend hinsichtlich ihres Degradationsverhaltens im cw-Betrieb untersucht. Hierfür werden im ersten Teil des Kapitels zunächst die IV-Kennlinien der verschiedenen Laserstrukturen gezeigt und verglichen. Anschließend werden Unterschiede in den Laserkennlinien im gepulsten und Dauerstrichbetrieb diskutiert. Im zweiten Teil des Kapitels werden die Laser im Dauerstrichbetrieb gealtert und hinsichtlich der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation untersucht. Mithilfe der unterschiedlichen Laserstrukturen können technologische Einflussfaktoren auf diesen Effekt bestimmt werden. Weiterhin werden die Auswirkungen der Stromdichte und der Temperatur untersucht. Mithilfe dieser Erkenntnisse sowie EL-Messungen der aktiven Zone wird ein Modell der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation aufgestellt und Lösungsvorschläge zur Reduktion dieses Degradationseffekts unterbreitet. Im dritten Teil des Kapitels werden spannungsunabhängige Degradationsmechanismen der optischen Ausgangsleistung vorgestellt und insbesondere der Einfluss der Laserfacetten diskutiert. Abschließend werden die beobachteten Degradationsmechanismen noch einmal zusammengefasst und bewertet.

5.1 Charakterisierung der RW-Laser vor den Lebensdaueruntersuchungen

Im Nachfolgenden werden die elektrischen und elektro-optischen Messungen der verwendeten Laserstrukturen vorgestellt. Die Messungen erfolgten bevor die Laser im Dauerstrichbetrieb gealtert wurden. Im ersten Teil werden die aufgenommenen IV-Kennlinien diskutiert. Im zweiten Teil erfolgt der Vergleich der elektro-optischen Messungen im Puls- und Dauerstrichbetrieb. Hierbei werden Unterschiede in den Laserkennlinien zwischen den beiden Betriebsmodi in Abhängigkeit der jeweiligen Technologievariation aufgezeigt und interpretiert.

5.1.1 Einfluss der Technologievariationen auf die elektrischen Eigenschaften der RW-Laser

In Abbildung 5.1 sind typische IV-Kennlinien der Laserstrukturen A, D und E dargestellt. Die Laser haben beschichtete Facetten und sind mit der n-Seite auf eine Wärmesenke montiert. Es ist jeweils ein einzelner Laser zu sehen, der mehrmals nacheinander gemessen wurde. Zwischen den einzelnen Messungen eines Lasers lassen sich keine Unterschiede in den Kennlinien feststellen. In Rückwärtsrichtung liegt der Strom unterhalb der Detektionsgrenze des Messgeräts. Die Kennlinien der Laserstrukturen A und D weisen nur geringe Unterschiede auf. Die Varianzen in der Steigung und der Durchlassspannung liegen in einem Bereich, der auch von Diode zu Diode auf einem Wafer zu beobachten ist. Daraus lässt sich zum einen schließen, dass die Prozessparameter der beiden Epitaxieläufe und Prozesse vergleichbar sind. Zum anderen haben die unterschiedlichen Isolatormaterialien keine Auswirkungen auf die IV-Kennlinien. In Kapitel 4.1.2 wurde gezeigt, dass eine 15 min ex-situ Aktivierung zu höheren Kontaktwiderständen bei den Lasern führt. Der dadurch erhöhte Ohm'sche Widerstand der Dioden führt zu dem früheren Abknicken der Kennlinien von Laserstruktur E.

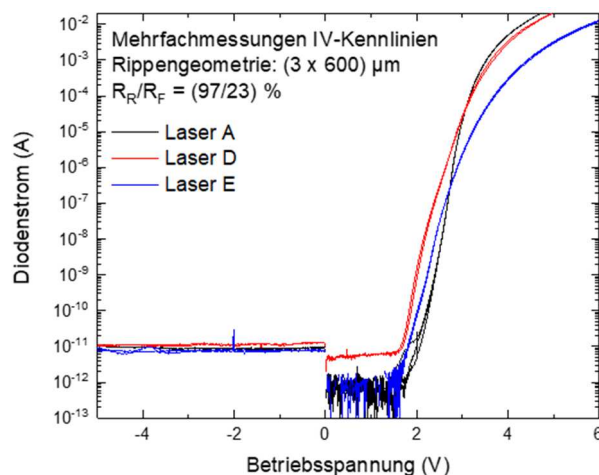


Abbildung 5.1: Typische IV-Kennlinien einzelner Laser der Laserstrukturen A, D und E, welche mehrmals vermessen wurden

In Abbildung 5.2 sind typische IV-Kennlinien der Laserstrukturen B und C dargestellt. Die Kennlinien der Laserstruktur C sehen vergleichbar zu den bisher gezeigten Strukturen aus. Die Kennlinien der Laserstruktur B zeigen in Vorwärtsrichtung jedoch ein völlig anderes Verhalten. So ist bei der ersten Messung die Durchlassspannung ca. 1 V niedriger als bei den anderen Strukturen. Mit jeder weiteren Messung erhöht sich diese und der Verlauf der Kennlinien nähert sich dem der Laserstruktur C an.

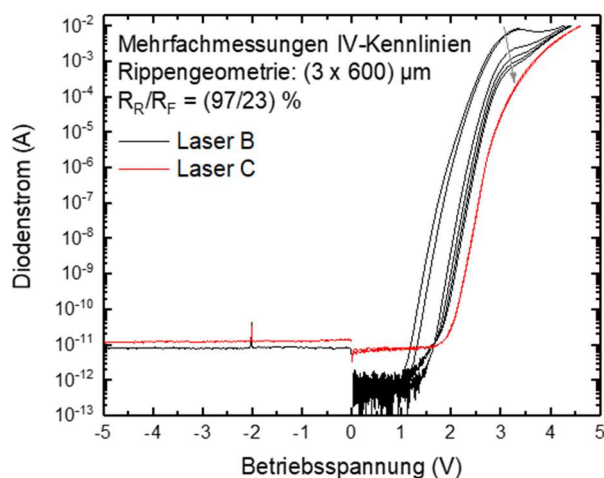


Abbildung 5.2: Typische IV-Kennlinien von mehrfach gemessenen Lasern der Struktur B und C; die Pfeilrichtung zeigt den Verlauf von der ersten zur letzten Messung

Bei der ersten Messung der Kennlinien der Laserstruktur B weisen diese nicht nur eine verringerte Durchlassspannung, sondern auch ein lokales Maximum des Diodenstroms bei ca. 3,3 V auf. Bei einer weiteren Erhöhung der Spannung wird der differentielle Widerstand negativ und ab ca. 4 V verläuft die Kennlinie wieder wie die der Laserstruktur C. Durch Mehrfachmessungen lässt sich das lokale Maximum reduzieren und die Kennlinie nähert sich auch in diesem Bereich der Struktur C an.

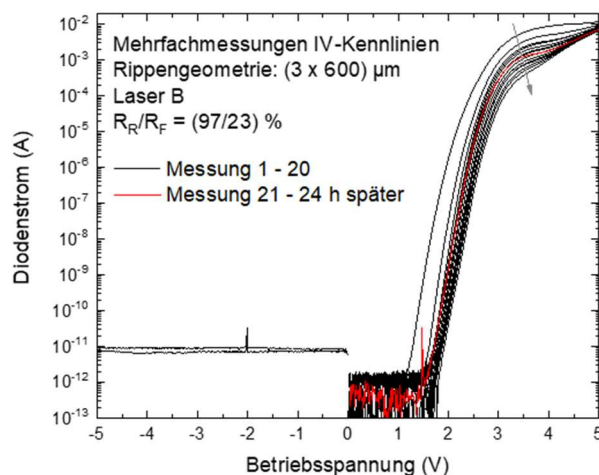


Abbildung 5.3: Mehrfach gemessene IV-Kennlinien eines Lasers der Struktur B und die Wiederholung der Messung nach 24 h; die Pfeilrichtung zeigt den Verlauf von Messung 1 zu Messung 20

Durch das Wiederholen der Messung lässt sich der Effekt des negativen differentiellen Widerstands nicht irreversibel beseitigen. Dies ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Die IV-Kennlinie dieser Diode wurde 20-mal gemessen. Ein Wiederholen der Messung nach 24 h führt wieder zu einem erhöhten Stromfluss bis ca. 4 V.

Die beschriebene Form der Kennlinien lässt sich bei allen Ätztiefen der Struktur B finden, d.h. sie ist typisch für diese Struktur. Es wurden insgesamt ca. 15 Laser pro Ätztiefe (aufgebaut und im Riegelverbund) vermessen.

Eine mögliche Erklärung für den Verlauf der IV-Kennlinien der Struktur B könnte das Tunneln von Ladungsträgern in Zustände innerhalb der Bandlücke (TAT, engl.: trap-assisted tunneling) sein. Hierbei unterstützt TAT unter Vorwärtsspannung die Bewegung der Elektronen in Richtung der p-Seite. Dort rekombinieren diese nicht-strahlend mit Löchern und etablieren so einen zusätzlichen Strompfad (siehe Abbildung 5.4).

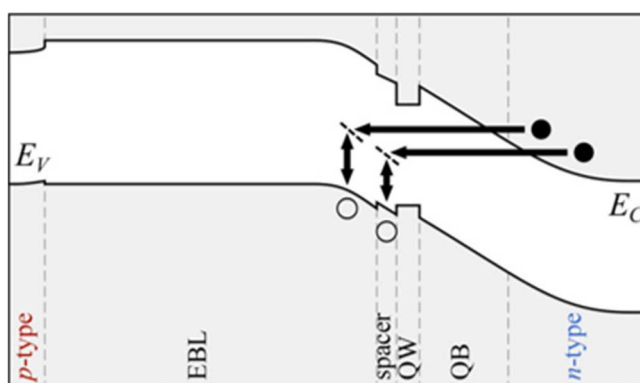


Abbildung 5.4: Prinzipskizze des TAT-Prozesses bei blauen LED-Strukturen (Bild entnommen aus [126])

Mandurrino et al. [126] haben gemessene IV-Kennlinien von blauen InGaN/GaN LED-Teststrukturen der Fa. Osram mit Simulationen reproduziert. Eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation konnte nur erzielt werden, wenn TAT-Prozesse in die Simulation integriert wurden. Hierfür wurden Kristallfehler als Punktdefekte in der Barriere und dem EBL (vgl. Abbildung 5.4) angenommen. In Abbildung 5.5 sind die sich daraus ergebenden IV-Kennlinien dargestellt. Die Defektdichte wurde hier konstant gehalten und die Defektenergie variiert. Die Auswirkungen der TAT-Prozesse auf die Kennlinien weisen eine Ähnlichkeit zu den gemessenen Kennlinien der Laserstruktur B auf. Die Art und Lage der Defekte bestimmt dabei die Steigung und das Maximum, der durch den TAT-Prozess erzeugten Stromkomponente. So ist die Tunnelwahrscheinlichkeit maximal, wenn das Defektniveau auf dem gleichen Potential wie der Ausgangszustand des Elektrons im Leitungsband liegt. Daher verschiebt sich das Maximum der TAT-Stromkomponente entsprechend Lage der Defekte innerhalb der Epitaxiestruktur (siehe Abbildung 5.4).

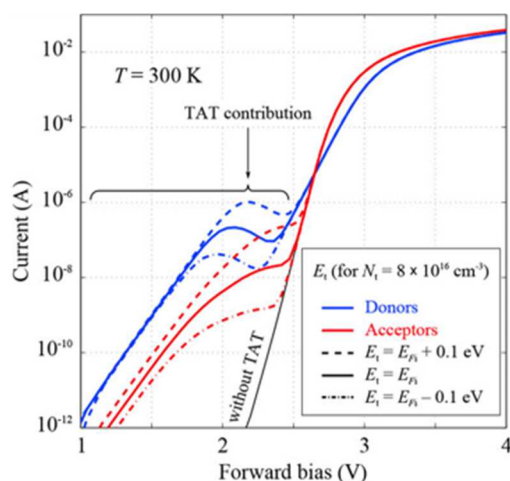


Abbildung 5.5: Simulierte IV-Kennlinien blauer LEDs mit den Stromkomponenten aus TAT-Prozessen mit verschiedenen Defektzuständen (Bild entnommen aus [126])

An dieser Stelle soll erwähnt werden, dass TAT-Prozesse nur eine mögliche Erklärung für die beobachteten Effekte an der Laserstruktur B sind. Temperaturabhängige Messungen des Idealitätsfaktors könnten weiteren Aufschluss über die physikalische Herkunft der zusätzlichen Stromkomponente geben [127, 128]. Dies ist an dem verwendeten Messplatz jedoch nicht möglich. Es lassen sich aber anhand der vermessenen Laserstrukturen noch weitere Überlegungen anstellen: Der Effekt tritt nur bei Laserstruktur B auf. Da Laserstruktur C vom selben Wafer stammt, kann die Erklärung nicht allein in der Schichtqualität der Epitaxie liegen. Der Unterschied zwischen Laserstruktur B und D ist die zusätzliche Verwendung eines NH_3 -Plasmas zur Reinigung der Rippenkante sowie die 80 nm flachere Rippenäztiefe der Struktur D. Somit ist es naheliegend, dass die Ursache für die zusätzliche Stromkomponente in der durch die Rippenätzung erzeugten Halbleiteroberfläche liegt. Damit es hier zu Rekombinationen von Ladungsträgern kommen kann, müssen auch beide Ladungsträgerarten vorhanden sein. Wenn die Rippenätzung so flach ist (wie

bspw. bei Laser C), dass aufgrund des EBLs keine Elektronen an der Oberfläche vorhanden sind, kann es auch zu keiner Rekombination an der Oberfläche kommen. Somit lässt sich ein Szenario für die zusätzliche Stromkomponente bei Laser B skizzieren: Das Verwenden des SiO₂-Isolators (ggf. zusammen mit dem NH₃-Plasma) erzeugt Oberflächenzustände an der GaN/SiO₂-Grenzfläche [129-131]. Dies führt zu einer erhöhten Oberflächenrekombinationsrate und somit zum erhöhten Stromfluss entlang der durch die Rippenätzung erzeugten Grenzfläche. Die flache Ätzung der Laserstruktur C verhindert Elektronen in der Nähe der Oberfläche und der Effekt ist nicht mehr messbar. Da die Rippenätzungen der Laserstrukturen D und E ebenfalls nicht bis zum EBL reichen, lässt sich die Notwendigkeit des NH₃-Plasmas für das Entstehen dieses Effekts nicht überprüfen.

Wie gezeigt, führen Mehrfachmessungen der IV-Kennlinien bereits zu einem Absättigen des Effekts (vgl. Abbildung 5.2). Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass es sich um „metastabile“ Defektzustände in der Bandlücke handelt. Bei Stromfluss werden diese von Elektronen besetzt und stehen deshalb für nichtstrahlende Rekombination nicht mehr zur Verfügung. Die Freigabe der Elektronen erfolgt dann erst nach längeren Zeiträumen. Aufgrund des schnellen Abklingens dieser zusätzlichen Stromkomponente liegt die Vermutung nahe, dass hieraus kein Nachteil für die Zuverlässigkeit der Bauteile während des Dauerstrichbetriebs entsteht. Dies wird in Kapitel 5.2 ausführlich untersucht.

5.1.2 Vergleich der Laserkennlinien im Puls- und Dauerstrichbetrieb

Typischerweise werden die Laserdioden im Riegelverbund zunächst gepulst charakterisiert. So können bereits vor der Vereinzelung und Montage wichtige Laserparameter, wie bspw. die stromabhängige Betriebsspannung und die Laserschwelle, bestimmt werden. Auch der unnötige Aufbau von defekten Lasern lässt sich so verhindern. In diesem Kapitel soll die Vorhersagbarkeit von Lasereigenschaften im Dauerstrichbetrieb aus denen im Pulsbetrieb überprüft werden. Um eventuelle Einflüsse aus der Aufbautechnik auszuschließen, wurden sowohl die gepulsten als auch die Dauerstrichmessungen an bereits aufgebauten Lasern durchgeführt.

In Abbildung 5.6 sind diese Messungen für eine typische Diode der Laserstruktur B dargestellt. In diesem Fall wurde eine Diode mit der tiefsten Rippenätzung gewählt, d. h. die aktive Zone wurde durchätzt. Die Durchlassspannung im gepulsten Betrieb liegt mit ca. 3 V im Bereich der Bandlückenenergie. Das ist aufgrund der gemessenen p-Kontaktwiderstände sowie der zu erwartenden Bahnwiderstände ein unrealistisch niedriger Wert und lässt somit auf Leckströme schließen. Der Verlauf der Betriebsspannung im cw-Betrieb während und die Veränderung zwischen den einzelnen Messläufen entspricht dem bereits in Kapitel 5.1.1 diskutierten Effekt und tritt wiederum nur bei Struktur B auf. Das Messen der Kennlinie zu höheren Strömen führt dabei zu einem schnelleren Absättigen dieses Phänomens.

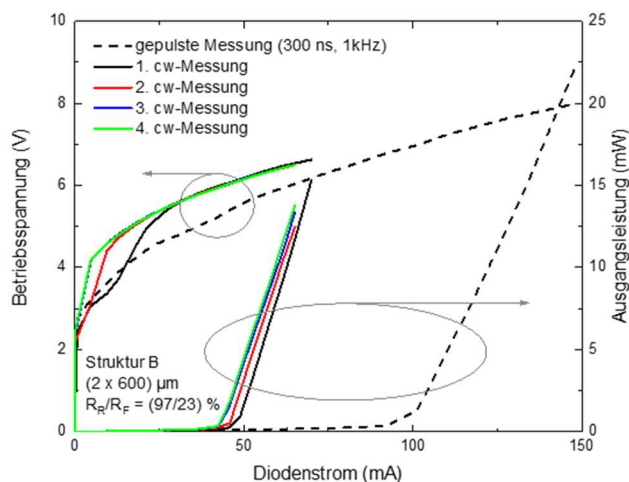


Abbildung 5.6: Vergleich von LIV-Kennlinien im gepulsten und Dauerstrichbetrieb einer Diode der Struktur B mit Rippenätzung durch die aktive Zone

Ein Wiederholen der gepulsten Messung führt zu keiner Veränderung des Spannungsverlaufs. Somit sind die Strompfade, welche sich im Laufe der cw-Messung schließen, im gepulsten Betrieb dauerhaft offen. Da die entsprechenden Ladungsträger nicht in der aktiven Zone rekombinieren, ist dies ein Verlustprozess, welcher sich in der Laserschwelle niederschlagen muss. Dies erklärt die, im Vergleich zum cw-Betrieb, erhöhte Laserschwelle im gepulsten Betrieb in Abbildung 5.6. Der Unterschied zwischen gepulster und cw-Laserschwelle kann zwischen einzelnen Dioden variieren. Dies passt zu der beschriebenen Beobachtung, dass auch der exakte Verlauf der Betriebsspannung sich von Diode zu Diode ändert.

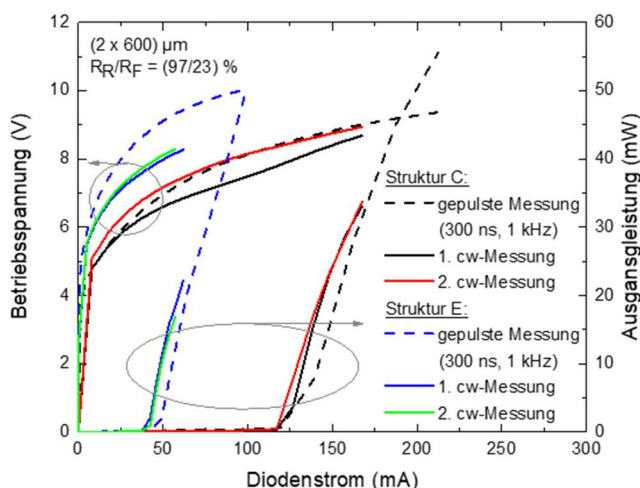


Abbildung 5.7: Vergleich von LIV-Kennlinien im gepulsten und Dauerstrichbetrieb zweier Dioden der Strukturen C und E

In Abbildung 5.7 sind die gepulsten und die cw-Kennlinien der Laserstrukturen C und E dargestellt. Beide Strukturen zeigen im cw-Betrieb eine verringerte Betriebsspannung. Dies lässt sich durch die Erwärmung des Bauteils im cw-Betrieb erklären. Der Temperaturanstieg führt zu einer erhöhten Menge an ionisierten Akzeptoren [11, 72, 132] und da-

mit verbunden zu einer erhöhten Leitfähigkeit der p-Seite des Halbleiters. Die generell erhöhte Betriebsspannung der Struktur E ist auf die höheren Kontaktwiderstände infolge der längeren Aktivierungsdauer zurückzuführen (siehe Kapitel 4.2.1). Die flache Rippenätzung der Laserstruktur C erhöht das Antiguinding der optischen Mode (siehe Kapitel 2.2 und [62, 63]) und ist vermutlich die Ursache der erhöhten Schwellenstromdichte. Die Laserschwel­len weisen im Vergleich der beiden Betriebsmodi keine signifikanten Unterschiede auf, da hier keine sich schließenden Leckstrompfade vorhanden sind. Anders als bei Struktur B steigen bei den Strukturen C und E die Betriebsspannungen mit jeder Messung an. Dieser Effekt ist bei Struktur C deutlich ausgeprägter. Allerdings wurde diese auch bis zu einer höheren Stromdichte vermessen. Der Einfluss der Stromdichte auf die Spannungsstabilität wird ausführlich in Kapitel 5.2.2 untersucht.

Die Messungen der LIV-Kennlinien im gepulsten und im cw-Betrieb bestätigen zunächst die Messungen aus Kapitel 5.1.1. Bei der Laserstruktur B sind Leckstrompfade vorhanden. Diese sind im gepulsten Betrieb stabil und wirken sich deutlich auf die Laserschwelle und die Betriebsspannung aus. Da sich diese Strompfade im cw-Betrieb schließen, sind die gepulsten Messungen nicht geeignet, um Vorhersagen für cw-Messungen zu treffen. Die Strukturen C und E weisen bereits beim wiederholten Messen der cw-Kennlinien eine Erhöhung der Betriebsspannung auf. Daher ist hier auch nicht mit einer stabilen Betriebsspannung während der Dauerstrichalterung zu rechnen. Dies wird in Kapitel 5.2 untersucht.

5.2 Gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation der RW-Laser

Der Fokus liegt in diesem Abschnitt auf dem bereits in Kapitel 4 an Breitstreifenlasern untersuchten S-Anstieg der Betriebsspannung während der Alterung im Dauerstrichbetrieb und einer damit einhergehenden Reduzierung der optischen Ausgangsleistung. Die in diesem Kapitel gezeigten Laser haben die in Kapitel 2.3 beschriebene Facettenbeschichtung und sind mit der Epitaxienseite nach oben auf eine Wärmesenke montiert. In den einzelnen Unterkapiteln werden die Auswirkungen der vorgestellten Technologievariationen, der verwendeten Stromdichte und der Alterungstemperatur auf die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation untersucht. Um das physikalische Verständnis für diesen Alterungseffekt zu erhöhen, werden anschließend EL-Messungen an den Laserdioden vor und nach der Alterung durchgeführt. Abschließend wird ein physikalisches Modell für die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation aufgestellt und Vorschläge zur Vermeidung dieses Effekts gemacht.

5.2.1 Einfluss der Isolatoren SiN_x und SiO_2 auf die Stabilität der RW-Laser

In Kapitel 3.2 wurden die Eigenschaften der hier verwendeten SiN_x - und SiO_2 -Isolatorschichten ausführlich beschrieben. Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Schichten ist die Wasserstoffkonzentration in der Prozesskammer während der Abscheidung und in der abgeschiedenen Schicht. In Kapitel 4.2 wurde die Wasserstoffkonzentration im Halbleiter als kritischer Parameter für die Stabilität der Betriebsspannung während des Dauerstrichbetriebs von Breitstreifenlasern identifiziert. Daher sollte vermieden werden, dass nach der Aktivierung der p-Leitfähigkeit durch spätere Prozessschritte die Wasserstoffkonzentration im Halbleiter wieder erhöht wird. Dies kann während der Isolatorabscheidung und später durch Diffusion von Wasserstoff aus dem Isolator in den Halbleiter geschehen [98, 99]. Dieses Szenario ist aufgrund der Abscheidebedingungen und Schichtzusammensetzung jedoch nur für den SiN_x -Isolator realistisch.

Zunächst soll der Einfluss des SiN_x -Isolators (abgeschieden in der PECVD-Anlage) auf die Stabilität der Betriebsspannung untersucht werden. In einem ersten Schritt wird dafür ein Laser der Struktur A mit einer Rippengeometrie von $(40 \times 600) \mu\text{m}$ bei einem Strom von 1000 mA gealtert, d. h. gleiche Resonatorgeometrie und Stromdichte ($4,1 \text{ kA/cm}^2$) wie bei den Breitstreifenlasern. In Abbildung 5.8a ist der Verlauf der Spannung über der Alterungsdauer dargestellt. Wie bei den Breitstreifenlasern mit identischer Aktivierung weist der RW-Laser eine stabile Betriebsspannung auf. Aufgrund der Erwärmung kommt es nicht zum Lasing. Die Reduktion der Intensität der spontanen Emission ist ebenfalls vergleichbar mit der bei den Breitstreifenlasern (vgl. Abbildung 5.8b und Abbildung 4.13b). Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die zusätzlichen Prozessschritte und der Isolator mit 22 at.% Wasserstoff die Stabilität von RW-Lasern im Vergleich zu Breitstreifenlasern mit gleicher Resonatorgeometrie nicht verschlechtern.

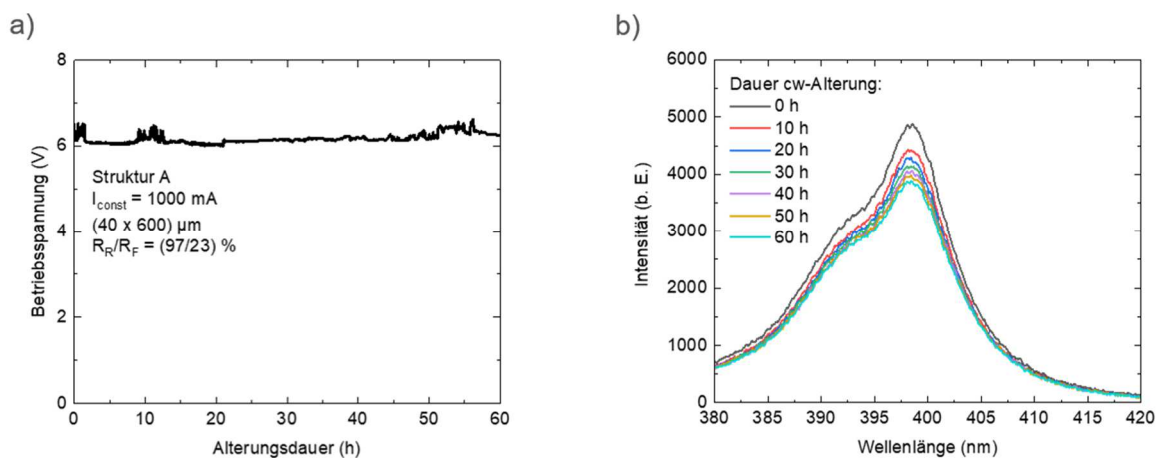


Abbildung 5.8: Lebensdauerermessung unterhalb der Laserschwelle einer Laserdiode der Struktur A mit einer $40 \mu\text{m}$ breiten Rippe und SiN_x -Isolator, in a) Verlauf der Betriebsspannung und b) Entwicklung der Spektren der spontanen Emission

Im nächsten Schritt soll der Einfluss des Isolators auf die Stabilität von Laserdioden mit schmalen Rippen untersucht werden. Wie in Kapitel 2.3 beschrieben, wurden die RW-Laser mit Rippenbreiten von $2\ \mu\text{m}$ und $3\ \mu\text{m}$ prozessiert. In Abbildung 5.9a ist der typische Verlauf der Betriebsspannung über der Alterungsdauer eines RW-Lasers der Struktur A dargestellt. Die Rippenbreite beträgt $3\ \mu\text{m}$. Die Schwellenstromdichte der Laser aus diesem Prozess war höher als erwartet. Da die Stabilität der Laser im Lasingbetrieb untersucht werden soll, musste die Stromdichte im Vergleich zu der $40\ \mu\text{m}$ breiten Rippe auf ca. $5,5\ \text{kA}/\text{cm}^2$ erhöht werden. Im Spannungsverlauf ist im Unterschied zu der breiten Rippe der typische S-Anstieg der Betriebsspannung zu sehen. Die Form der Spannungskurve ähnelt der der in-situ aktivierten Breitstreifenlaser (vgl. Abbildung 4.6). Der Anstieg der Spannung ist im Mittel mit ca. $1,2\ \text{V}$ etwa $0,5\ \text{V}$ niedriger als bei den Breitstreifenlasern. Welche Auswirkungen der Spannungsanstieg auf die optische Ausgangsleistung hat, kann anhand der Laserdioden von Struktur A nicht beurteilt werden. Bei einem Betrieb der Laser oberhalb der Schwellenstromdichte fällt die Ausgangsleistung innerhalb weniger Minuten bis Stunden unter die Lasingschwelle, noch bevor der S-Anstieg erreicht wird (vgl. Abbildung 5.9). Auch wenn die ex-situ Aktivierung zusammen mit dem SiN_x -Isolator, im Gegensatz zu den Breitstreifenlasern, nicht zu RW-Lasern mit stabilen Betriebsparametern führt, wurde deren Lebensdauer durch die geringere Wasserstoffkonzentration im Halbleiter (im Vergleich zu in-situ aktivierten RW-Lasern) erhöht. Die Betriebsspannung der in-situ aktivierten RW-Laser stieg bei konstantem Diodenstrom innerhalb weniger Minuten um mehrere Volt an und führte so zum elektrischen Durchbruch der Bauteile (vgl. Abbildung 4.1).

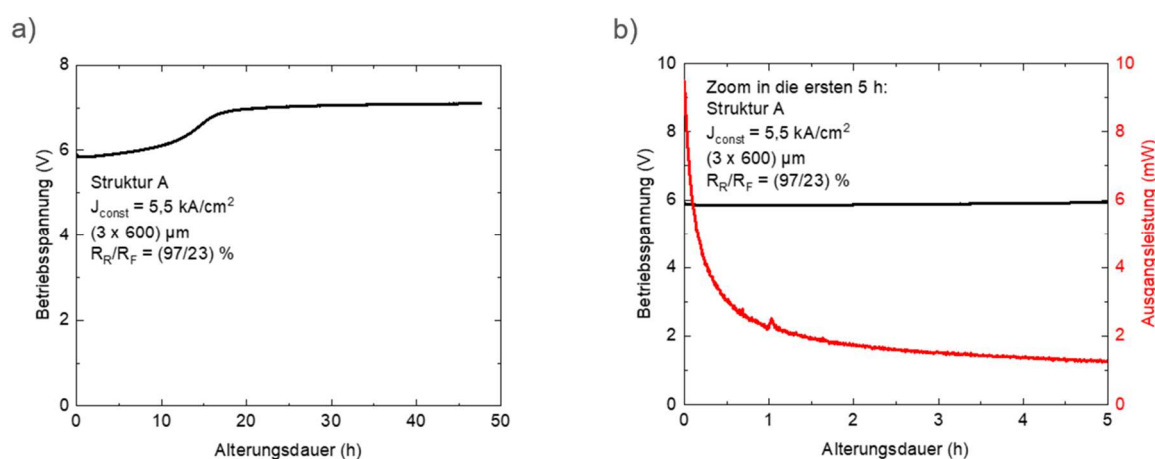


Abbildung 5.9: Typischer Alterungsverlauf eines Lasers der Struktur A (mit SiN_x -Isolator), in a) Spannungsverlauf innerhalb von 50 h und in b) Abfall der Ausgangsleistung innerhalb der ersten 5 h

Wenn für den beobachteten Anstieg der Spannung die Diffusion von Wasserstoff aus dem SiN_x -Isolator in den Halbleiter verantwortlich ist, sollte die Verwendung von SiO_2 als Isolatormaterial zu einer stabilen Betriebsspannung führen. In Abbildung 5.10 ist das typische Alterungsverhalten eines Lasers der Struktur B dargestellt. Der Laser hat eine Rippenbreite

von $2\ \mu\text{m}$ und wurde oberhalb der Laserschwelle bei einer Stromdichte von $3,75\ \text{kA/cm}^2$ gealtert. Auch hier tritt der S-Anstieg der Betriebsspannung während der Alterung auf, d. h. die Verwendung eines wasserstoffarmen Isolators alleine kann den Anstieg der Betriebsspannung nicht verhindern. Die Auswirkungen der Stromdichte und der verwendeten Rippengeometrie auf diesen Effekt werden detailliert in den Kapiteln 5.2.2 und 5.2.3 untersucht. Hier soll es zunächst allgemein um das Auftreten des Spannungsanstiegs und des dazu gehörenden Leistungsabfalls gehen.

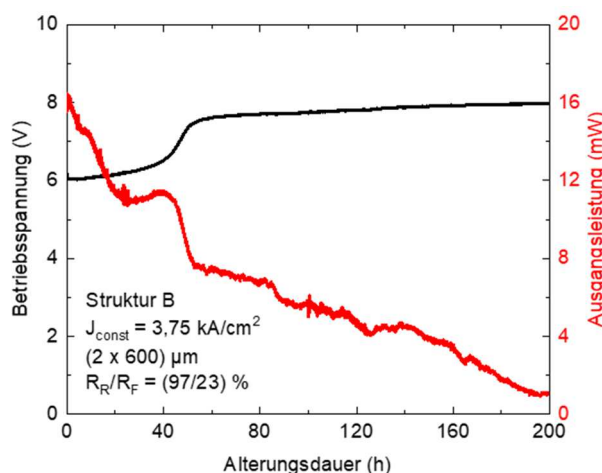


Abbildung 5.10: Verlauf der Betriebsspannung sowie der Ausgangsleistung eines Lasers der Struktur B während des Dauerstrichbetriebs

Zu Beginn der Messung hat der gezeigte Laser eine Ausgangsleistung von ca. 16 mW. Diese fällt innerhalb der ersten 25 h kontinuierlich auf etwa 11 mW ab. Danach stabilisiert sich die Ausgangsleistung zunächst und steigt dann um ca. 0,5 mW an, bis der S-Anstieg der Spannung beginnt. Während des Spannungsanstiegs fällt die Ausgangsleistung stark ab. Anfangs- und Endpunkt dieses starken Abfalls stimmen exakt mit denen des Spannungsanstiegs überein. Daher kann hier von einer gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation gesprochen werden. In Kapitel 5.2 soll nur diese Korrelation aus Spannungs- und Lichtleistungsdegradation analysiert werden. Weitere Mechanismen, die ebenfalls zu einer Reduktion der Lichtleistung führen, werden in Kapitel 5.3 besprochen. Nach dem S-Anstieg fällt die Lichtleistung weiter kontinuierlich mit einer geringeren Rate ab.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Ergebnisse aus Kapitel 4.2 zunächst einmal bestätigt werden konnten. Werden RW-Laser mit einer Rippengeometrie identisch zu der Kontaktfläche der Breitstreifenlaser hergestellt, liefern diese mit ex-situ aktivierter p-Leitfähigkeit stabile Betriebsspannungen während des Dauerstrichbetriebs. Die im Vergleich zum Breitstreifenlaser zusätzlichen Prozessschritte sowie die Verwendung eines wasserstoffhaltigen Isolators ändern nichts an der Spannungsstabilität. Eine Verringerung der Rippenbreite auf $2\ \mu\text{m}$ oder $3\ \mu\text{m}$ führt jedoch, unabhängig vom gewählten Isolatormaterial, zum Auftreten des S-Anstiegs der Betriebsspannung. In Kapitel 4.2 wurde dieser

Effekt bei in-situ aktivierten Breitstreifenlasern ebenfalls festgestellt. Dort wurde ein zu geringes Verhältnis aus Magnesium- zu Wasserstoffkonzentration als Ursache für das Auftreten des Effekts benannt. Da für die RW-Laser ebenfalls mit einer ex-situ Aktivierung gearbeitet wurde und durch die Verwendung von SiO₂-Isolatoren eine nachträgliche Eindiffusion von Wasserstoff ausgeschlossen werden konnte, scheint diese Erklärung alleine nicht hinlänglich zu sein. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass mit dem Spannungsanstieg auch ein beschleunigter Abfall der optischen Ausgangsleistung einhergeht. In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels sollen weitere Einflussfaktoren auf die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation identifiziert werden.

5.2.2 Stromdichteabhängigkeit des Degradationsverhaltens

Im vorherigen Abschnitt wurden die Laserstrukturen A und B aufgrund unterschiedlicher Schwellen auch bei verschiedenen Stromdichten vermessen. Nun soll untersucht werden, welchen Effekt die verwendete Stromdichte auf die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation hat.

Für diese Experimente wurden nur Laser mit einer Rippenbreite von 3 µm vermessen. Durch die konstante Geometrie soll sichergestellt werden, dass nur Variationen der Stromdichte Unterschiede in der Alterung hervorrufen und diese nicht zusätzlich durch Einflüsse verschiedener Resonatorgeometrien überlagert werden. In Abbildung 5.11a ist der Verlauf der Betriebsspannung über der Alterungsdauer für drei verschiedene Laser der Struktur B dargestellt. Die Laserdioden wurden bei unterschiedlichen Stromdichten gealtert. Es ist eine klare Abhängigkeit des Startzeitpunkts des Spannungsanstiegs von der verwendeten Stromdichte zu erkennen. So beginnt der Spannungsanstieg bei 5 kA/cm² nach ca. 40 h. Wird die Stromdichte auf 4 kA/cm² reduziert, steigt die Spannung nach ca. 150 h an. Ebenfalls führt die geringere Stromdichte dazu, dass sich die Dauer des Anstiegs von ca. 30 h auf fast 100 h verlängert. Bei einer weiteren Verringerung der Stromdichte auf 3,3 kA/cm² ist innerhalb von 250 h kein Spannungsanstieg zu beobachten. In Abbildung 5.11b ist anhand von zwei Laserdioden die Abhängigkeit von der Stromdichte für die Laserstruktur A dargestellt. Hier ist der gleiche Trend zu sehen, eine höhere Stromdichte führt zu einem früheren Spannungsanstieg. Allerdings beginnt der Spannungsanstieg bei der Laserstruktur A bei gleicher Stromdichte eher und verläuft schneller als bei Struktur B. Die Erhöhung der Spannung ist mit ca. 1,1 V bis 1,3 V bei allen vermessenen Laserdioden konstant.

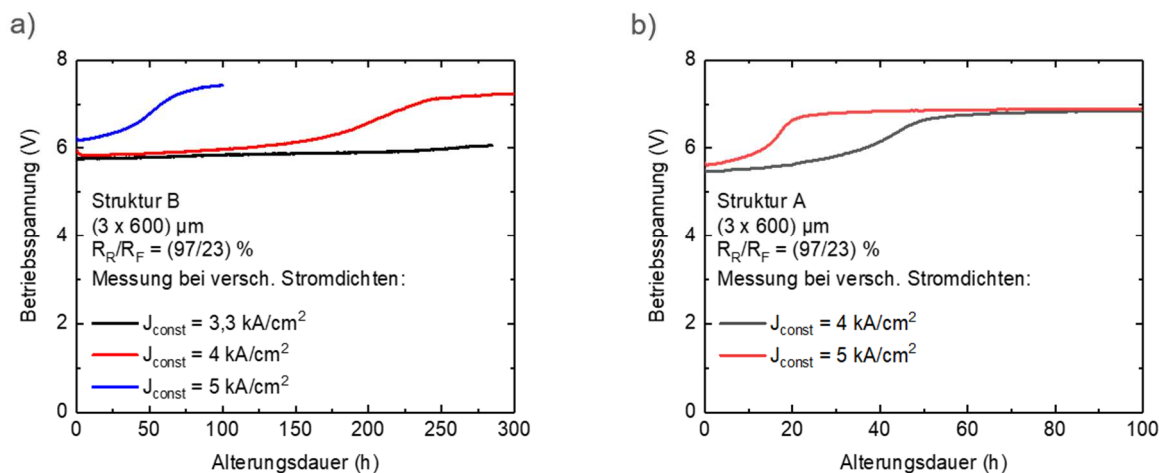


Abbildung 5.11: Verlauf der Betriebsspannungen während der Alterung in Abhängigkeit der verwendeten Stromdichten für a) Struktur B und b) Struktur A

In Kapitel 5.2.1 wurde gezeigt, dass die Ausgangsleistung durch die Verwendung eines SiO_2 -Isolators stabiler wurde. Allerdings wurden die Laser der Struktur B, aufgrund niedrigerer Laserschwellen, bei geringeren Stromdichten vermessen. In Abbildung 5.12a ist das Alterungsverhalten eines Lasers der Struktur B bei einer vergleichbar hohen Stromdichte von 5 kA/cm^2 dargestellt (vgl. Struktur A in Abbildung 5.9 bei $5,5 \text{ kA/cm}^2$). Aufgrund der niedrigeren Schwelle der Laserstruktur B ist die Ausgangsleistung zu Beginn der Messung deutlich höher als bei Laserstruktur A. Die Ausgangsleistung verringert sich in den ersten 20 h um ca. 10 %. Danach führt der Spannungsanstieg zu der bekannten Korrelation und somit zu einem Verlust der Ausgangsleistung. Nach 70 h ist dieser Prozess abgeschlossen und die Ausgangsleistung stabilisiert sich bei 60 % der ursprünglichen Ausgangsleistung. Im Vergleich dazu fällt der Laser A in Abbildung 5.9 nach wenigen Stunden unter die Laserschwelle. Somit weisen die Laser der Struktur B mit SiO_2 -Isolator sowohl bei vergleichbaren absoluten Stromdichten als auch relativ oberhalb der Laserschwelle stabilere Ausgangsleistungen auf als Laser mit SiN_x -Isolator.

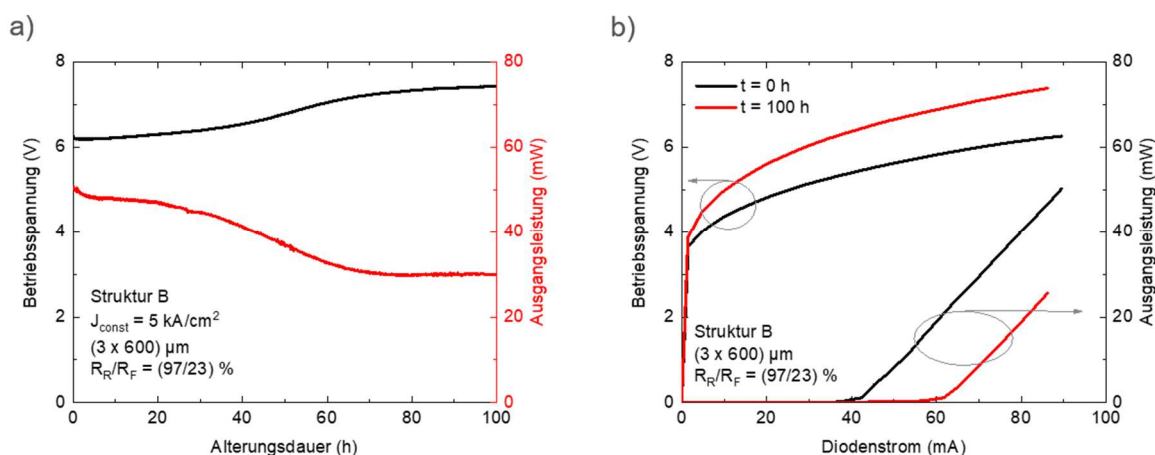


Abbildung 5.12: In a) Verlauf der Betriebsspannung und der Ausgangsleistung eines Lasers der Struktur B und in b) Messungen der LIV-Kennlinien im Dauerstrichbetrieb zu Beginn und nach der Alterung der Laserdiode

In Abbildung 5.12b sind im cw-Betrieb aufgenommene LIV-Kennlinien vor und nach der Alterung der gezeigten Diode zu sehen. Der Abfall der optischen Ausgangsleistung während der korrelierten Spannung-Lichtleistungsdegradation liegt in einem Anstieg der Laserschwelle begründet. Dies korreliert mit dem beobachteten Abfall der spontanen Emission bei Breitstreifenlasern während des S-Anstiegs der Spannung (vgl. Abbildung 4.12). Der Anstieg der Ausgangsleistung verändert sich durch diesen Degradationsprozess nicht.

Die Stromdichteabhängigkeit der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation konnte eindeutig nachgewiesen werden. Ein solcher Trend ist für den Abfall der Ausgangsleistung vor dem S-Anstieg nicht vorhanden und ist beispielhaft in Abbildung 5.13 gezeigt. Beide Laser wurden bei einer Stromdichte von $3,3 \text{ kA/cm}^2$ betrieben. Während der Laser in Abbildung 5.13a stetig innerhalb der ersten 100 h auf 70 % seiner Anfangsleistung abfällt, zeigt der Laser in Abbildung 5.13b ein anderes Verhalten. So fällt die Ausgangsleistung in den ersten 50 h der Betriebszeit von 26 mW auf 11 mW ab, stabilisiert sich dort für 20 h, um dann innerhalb der nächsten 50 h auf 16 mW anzusteigen. Von da an fällt die Ausgangsleistung kontinuierlich ab. Allerdings ist hier auch ein leichter Anstieg der Spannung zu sehen, so dass Veränderungen in der Abfallrate ab diesem Zeitpunkt bereits mit dem Beginn der Spannung-Lichtleistungsdegradation zu tun haben können. Gründe für den Abfall der Ausgangsleistung vor dem S-Anstieg der Spannung werden in Kapitel 5.3 untersucht.

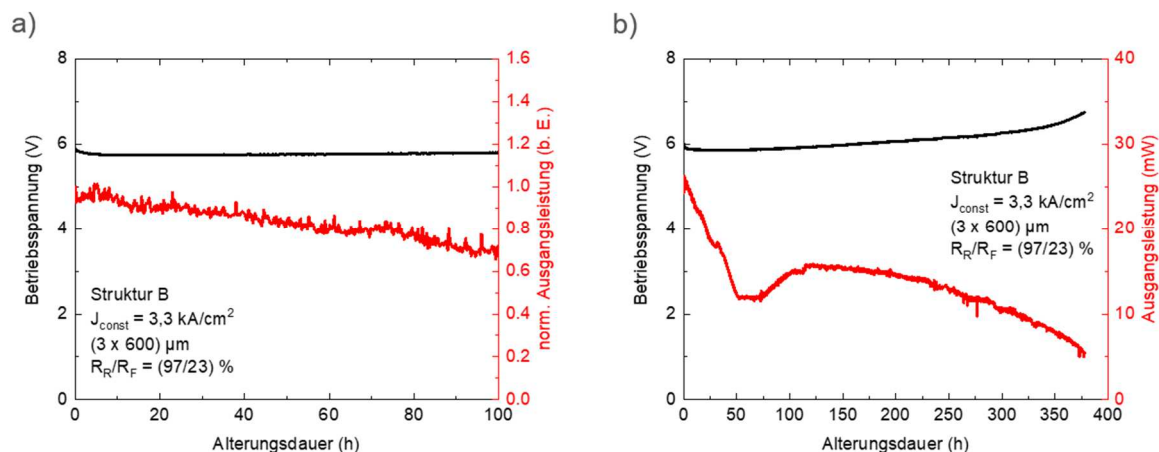


Abbildung 5.13: Alterungsverhalten von zwei Lasern der Struktur B bei gleicher Stromdichte mit a) einem kontinuierlichen Abfall und in b) mit verschiedenen Phasen des Abfalls und Anstiegs der optischen Ausgangsleistung

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die verwendete Stromdichte unabhängig vom Isolatormaterial den Startzeitpunkt und die Dauer der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation beeinflusst, jedoch nicht die Höhe des Anstiegs. Vereinfacht gesagt, laufen die gleichen Prozesse bei höherer Stromdichte schneller ab. Die Verwendung des SiN_x -Isolators führt im Vergleich zum SiO_2 -Isolator bei vergleichbaren Stromdichten zu einem schnelleren Spannungsanstieg. Dies lässt vermuten, dass eine Eindiffusion von Wasserstoff in den Halbleiter stattfindet. Weiterhin fällt nur die Lichtleistung der

Laser mit SiN_x nach wenigen Stunden, deutlich vor dem Auftreten der Spannungslichtleistungsdegradation, unter die Laserschwelle. Dies weist auf einen weiteren durch das SiN_x beschleunigten Degradationsmechanismus hin. Die Ursache hierfür ist jedoch nicht klar. Die gefundene Abhängigkeit von der Stromdichte ermöglicht es, Laser mit SiO_x -Isolator bei geringen Stromdichten und moderaten Ausgangsleistungen über mehrere 100 h mit stabiler Spannung zu betreiben.

5.2.3 Einfluss der Rippenkante auf das Degradationsverhalten

In Kapitel 4.2 wurde gezeigt, dass der S-Anstieg der Spannung bei Breitstreifenlasern durch eine Reduzierung der Wasserstoffkonzentration im Halbleiter vermieden werden kann. RW-Laser mit der gleichen Wasserstoffkonzentration weisen während der Alterung jedoch keine stabile Betriebsspannung auf. Ein wesentlicher Unterschied bei der Herstellung der beiden untersuchten Bauteile ist die Prozessierung der Rippe (siehe Kapitel 2.2). In diesem Kapitel soll daher der Einfluss der Rippenkante auf die Stabilität der Laser untersucht werden. Hierfür werden drei Aspekte näher beleuchtet: die Ätztiefe der Rippe, die Rippenbreite und die Auswirkung des NH_3 -Plasmas vor der Abscheidung des Isolators.

Die Ätztiefe der Rippe

Am Anfang des Kapitels wurde bereits erwähnt, dass die Laserstruktur B mit drei verschiedenen Ätztiefen vorliegt. In diesem Teil sollen die Unterschiede zwischen diesen Ätztiefen und der Laserstruktur C gezeigt werden. In Abbildung 5.14a sind die Betriebsspannungen der drei verschiedenen Ätztiefen der Laserstruktur B am Beispiel der 2 μm breiten Rippe dargestellt. Die Laser wurden mit einer Stromdichte von 5 kA/cm^2 betrieben. Der S-Anstieg der Spannung beginnt zwischen 3 h und 12 h. In der Tendenz scheint es so, dass tiefere Ätzungen im Mittel zu einem früheren Spannungsanstieg führen. Jedoch liegen die Schwankungen innerhalb einer Ätztiefe in einer ähnlichen Größenordnung wie die Unterschiede zwischen den Ätztiefen.

In Abbildung 5.14b sind zwei Laser mit 3 μm breiten Rippen dargestellt. Beide wurden mit einer Stromdichte von 3,3 kA/cm^2 betrieben. Im Gegensatz zu dem Trend in Abbildung 5.14a zeigt bei dieser niedrigeren Stromdichte der tiefer geätzte Laser innerhalb von 500 h keine signifikante Erhöhung der Betriebsspannung. Bei dem Laser mit der flacheren Ätzung beginnt der S-Anstieg hingegen nach ca. 300 h. In diesem Fall führt die flachere Ätzung also zu einem früheren Spannungsanstieg. Dieses Beispiel zeigt, dass die Unterschiede im Alterungsverhalten der unterschiedlichen Ätztiefen der Laserstruktur B nicht signifikant sind. Vielmehr gibt es eine gewisse Streuung beim Auftreten der Degradationseffekte. Eine zulässige Schlussfolgerung ist, dass bei Lasern mit einer Rippenbreite von 2 μm und einer verwendeten Stromdichte von 5 kA/cm^2 typischerweise innerhalb der ersten 20 h der S-Anstieg der Spannung auftritt. Bei Lasern mit 3 μm breiten Rippen und einer Stromdichte

te von $3,3 \text{ kA/cm}^2$ kann nach 300 h Betriebsdauer die Spannung ansteigen. Es lassen sich also für vorgegebene Chipdesigns und Betriebsparameter Zeiträume für das Auftreten des Spannungsanstiegs definieren. Daher ist auch das Zusammenfassen dieser drei Ätztiefen in der Struktur B gerechtfertigt.

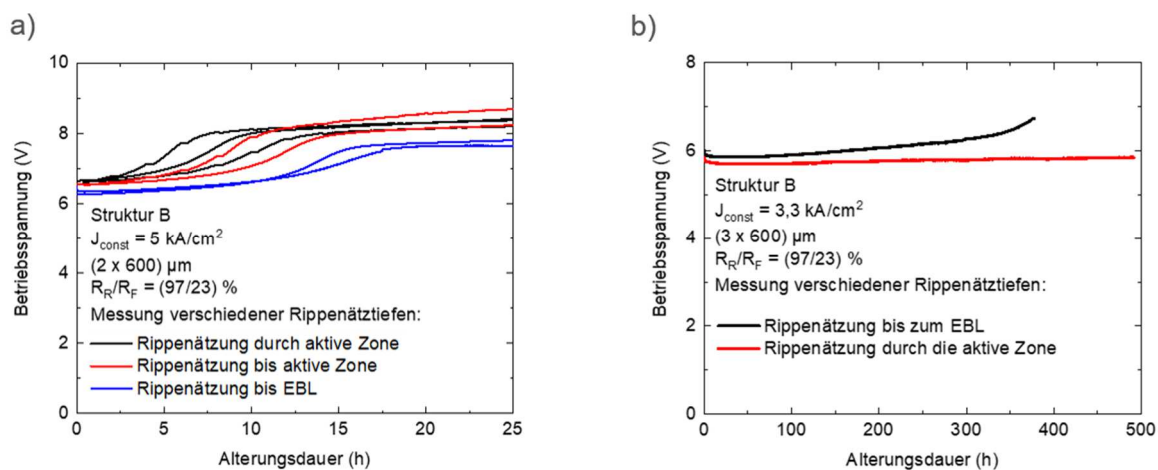


Abbildung 5.14: Vergleich der Spannungsverläufe der unterschiedlichen Ätztiefen innerhalb der Struktur B bei konstanter Stromdichte in a) für $2 \mu\text{m}$ breite und in b) für $3 \mu\text{m}$ breite Rippenwellenleiter

In Abgrenzung zur Laserstruktur B ist in Abbildung 5.15 das Degradationsverhalten der Betriebsspannung von Laserstruktur C für zwei Stromdichten dargestellt. Hier endet die Rippenätzung ca. 60 nm oberhalb des EBLs. Diese flache Ätzung verstärkt nach [62, 63] das Antiguideing der optischen Mode und erhöht damit die Laserschwelle. Da der Spannungsanstieg aber nur von der Stromdichte abhängt und nicht von der Laserschwelle, wurden die Laser zum Vergleich mit Laserstruktur B bei den gleichen Stromdichten, aber unterhalb der Schwelle betrieben. Die Laser der Struktur C weisen im Vergleich zur Struktur B ein deutlich verändertes Degradationsverhalten auf. So steigt die Spannung bei einer Stromdichte von 5 kA/cm^2 mit Beginn der Messung stark an. Hier fehlt das zunächst langsame Ansteigen, wie es für den S-Anstieg typisch ist (vgl. Abbildung 5.12a). Die für die Laser B gezeigte Abhängigkeit von der Stromdichte trifft jedoch auch für die Laserstruktur C zu. So führt eine Reduzierung der Stromdichte auf 4 kA/cm^2 zu einer Verlangsamung des Spannungsanstiegs. Allerdings tritt hier vor dem steilen Anstieg der Spannung keine Phase einer stabilen Betriebsspannung auf. Der Spannungsanstieg beginnt trotz der geringeren Stromdichte mit dem Starten der Messung und ist nach ca. 9 h beendet. Bei Lasern der Struktur B war der Anstieg nach der vorherigen stabilen Phase nach ca. 250 h beendet (vgl. Abbildung 5.11a). Es sei hier nochmal daran erinnert, dass die Strukturen B und C vom gleichen Wafer stammen. Daher lassen sich Unterschiede in der Epitaxie und dem Prozess ausschließen. Vielmehr scheint die Rippenätzungstiefe ein wichtiger Parameter für die Spannungsstabilität zu sein. Dabei ist eine tiefere Ätzung als die bis zum EBL nicht so kritisch wie eine flachere. So führt ein Ätzstopp im oberen Teil des p-Wellenleiters zu be-

schleunigten Degradationseffekten. Eine physikalische Interpretation dieses Ergebnisses wird in Kapitel 5.2.7 vorgenommen.

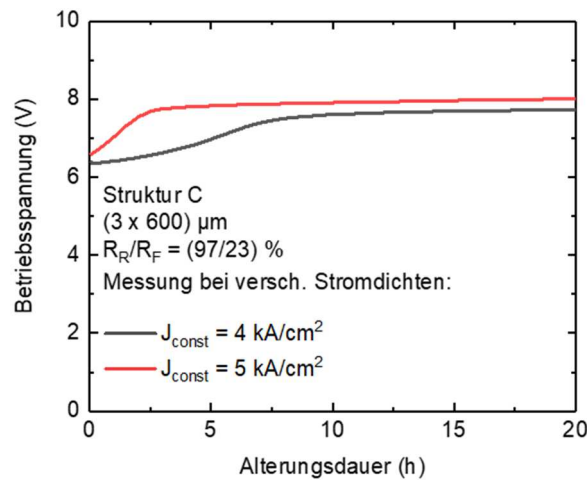


Abbildung 5.15: Verlauf der Betriebsspannungen zweier Laserdioden der Struktur C bei zwei verschiedenen Stromdichten

Die Rippenbreite

In Kapitel 5.2.2 wurde der Einfluss der Stromdichte auf das Degradationsverhalten untersucht. Hierfür wurden nur Bauteile mit einer Rippenbreite von $3 \mu\text{m}$ betrachtet. Wenn jedoch lediglich die Stromdichte ausschlaggebend für den Zeitpunkt der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation wäre, müssten Laser mit $2 \mu\text{m}$ und $3 \mu\text{m}$ breiten Rippen bei identischen Stromdichten auch vergleichbare Alterungskurven zeigen. In Abbildung 5.16 ist der Vergleich zwischen den beiden Rippenbreiten dargestellt. Die gezeigten Laser stammen alle aus der Struktur B und haben die gleiche Ätztiefe. Hier ist zu erkennen, dass die schmalen Rippen zu einem früheren Anstieg der Spannung führen. So führt eine Verringerung der Rippenbreite von $3 \mu\text{m}$ auf $2 \mu\text{m}$ zu einem etwa um den Faktor 4 bis 5 früheren Spannungsanstieg. In das Bild passt ebenfalls, dass $40 \mu\text{m}$ breite Rippen keinen Spannungsanstieg aufweisen (vgl. Abbildung 5.8). Da Breitstreifenlaser den Effekt des S-förmigen Spannungsanstiegs ebenfalls zeigen, kann das grundsätzliche Vorhandensein einer Rippe nicht dessen Ursache sein. Allerdings beeinflusst das Verhältnis aus Rippenvolumen zu Rippenkantenflächen maßgeblich den Zeitpunkt des Auftretens des Spannungsanstiegs.

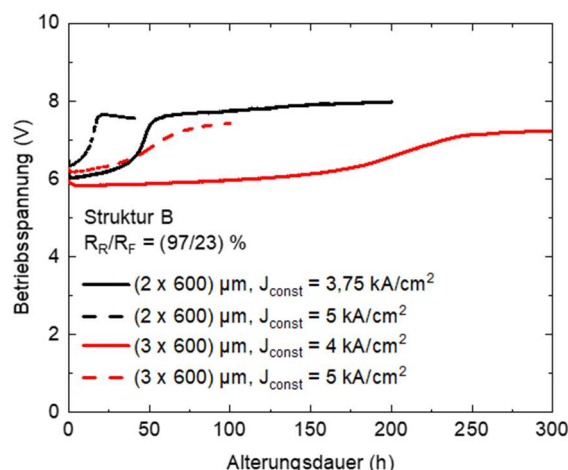


Abbildung 5.16: Vergleich der zeitlichen Abhängigkeit des Spannungsanstiegs bei unterschiedlichen Rippenbreiten und verschiedenen Stromdichten

Verwendung eines NH_3 -Plasmas

In diesem Abschnitt sollen die Laserstrukturen C und D miteinander verglichen werden. Hierfür wird zu Beginn noch einmal auf die Prozessierung der Proben eingegangen. Der nominelle Unterschied zwischen den beiden Strukturen ist nur die Verwendung des NH_3 -Plasmas vor der Abscheidung des Isolators. Während bei den Strukturen B und C unbeabsichtigte Variationen in der Epitaxie und dem Prozess ausgeschlossen werden konnten, ist dies hier nicht der Fall. Die Epitaxieschichten wurden in unterschiedlichen Epitaxieläufen gewachsen. So können Unterschiede in der Materialqualität, bspw. der Dotierhöhe und -homogenität des Magnesiums, nicht ausgeschlossen werden. Gleiches gilt für die Prozessierung der Wafer. Auch hier kann es ungewollte Variationen zwischen den Wafern geben. Die Laser der Struktur D weisen bei identischen Stromdichten vergleichbare Spannungen wie die Laser der Struktur C auf (vgl. Abbildung 5.15 und Abbildung 5.17). Daher sind signifikante Unterschiede bei den elektrischen Kontakten unwahrscheinlich. Auch die Schwellenstromdichten der beiden Strukturen sind vergleichbar. Somit ist die erhöhte Schwellenstromdichte beider Strukturen konsistent mit der bereits getätigten Annahme, dass die laterale Führung der optische Mode bei dieser Rippenätztiefe deutlich geringer ist. Damit überlagert sich bei der Struktur D der bereits diskutierte Einfluss der flachen Rippenätzung mit dem des NH_3 -Plasmas und eventuelle Unterschiede zur Struktur C im Verlauf der Betriebsspannung lassen sich mit der Verwendung des NH_3 -Plasmas erklären.

In Abbildung 5.17a ist eine Alterung der Laserstruktur D oberhalb der Laserschwelle dargestellt. Die Stromdichte beträgt hier $12,8 \text{ kA/cm}^2$, um eine zu anderen Alterungsmessungen vergleichbare Ausgangsleistung von knapp 14 mW zu erreichen. Die Spannung steigt hier mit Beginn der Alterung stark an. Dieser Effekt sättigt nach wenigen Minuten. Danach stabilisiert sich die Spannung. Der Spannungsanstieg ist hier mit $0,7 \text{ V}$ geringer als bei den bisher betrachteten Laserstrukturen. Die Ursache für den geringeren Spannungsanstieg lässt sich nicht eindeutig klären (mögliche Ursachen des Spannungsanstiegs werden jedoch

in Kapitel 5.2.7 diskutiert). Ein direkter Zusammenhang zwischen Spannungsanstieg und Leistungsabfall ist auch hier nicht zu erkennen. Da die Leistung zu Beginn der Messung stärker abfällt, lässt sich ein Zusammenhang jedoch auch nicht ausschließen. Nach ca. 2,5 h fällt die Ausgangsleistung unter die Laserschwelle, d. h. die Ausgangsleistung fällt auch nach der Stabilisierung der Spannung weiter ab. Um eine bessere Vergleichbarkeit zu den bisher betrachteten Laserstrukturen zu erlangen, zeigt die Abbildung 5.17b eine Messung unterhalb der Laserschwelle bei einer Stromdichte von 5 kA/cm^2 . Die Verringerung der Stromdichte verlangsamt auch hier den Effekt. Jedoch steigt die Spannung von Beginn der Messung an, bis sie sich um $0,7 \text{ V}$ erhöht hat. Die spontane Emission fällt parallel zum Anstieg der Betriebsspannung ab. Auch wenn der Spannungsanstieg etwas geringer ausfällt als bei Struktur C, ähnelt der prinzipielle Verlauf des stromdichteabhängigen Spannungsverlaufs dem der Laserstruktur C. Daher scheint die flachere Rippenätzung hier einen maßgeblichen Einfluss zu haben und das NH_3 -Plasma nicht so entscheidend bezüglich der Degradation der Laser zu sein.

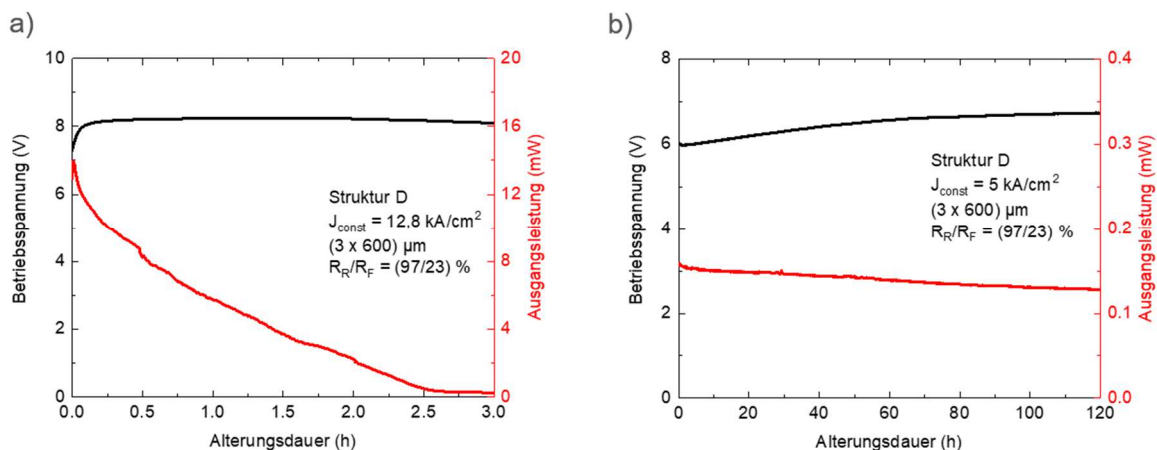


Abbildung 5.17: Alterungskurven der Struktur D in a) bei einer Stromdichte oberhalb der Laserschwelle und in b) unterhalb der Laserschwelle, aber vergleichbar zu den anderen Laserstrukturen

In diesem Kapitel wurde der Einfluss des Rippenwellenleiters auf die Alterung untersucht. Es konnten zwei wesentliche Einflussfaktoren identifiziert werden. Zum einen führen schmalere Rippen zu einem früheren Spannungsanstieg, d. h. das Verhältnis aus Rippenvolumen zur Fläche der Rippenwände beeinflusst die Geschwindigkeit der ablaufenden Prozesse, die zu der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation führen. Zum anderen ist die Ätztiefe der Rippe ein kritischer Parameter. So führt eine flachere Ätzung als bis zum EBL zu einem schnelleren Abfall der optischen Leistung und es ist nicht möglich, die Betriebsspannung durch eine geringe Stromdichte zu stabilisieren. Eine tiefere Ätzung als bis zum EBL hat hingegen keine eindeutige Auswirkung auf die Stabilität der RW-Laser. Diese Effekte werden in Kapitel 5.2.7 im Rahmen eines Modells zur gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation interpretiert. Die Verwendung des NH_3 -Plasmas hatte keinen eindeutig nachweisbaren Effekt auf das Degradationsverhalten.

5.2.4 Einfluss der Aktivierung auf das Degradationsverhalten

Bei der Struktur E wurde die Dauer der Aktivierung der p-Leitfähigkeit von 2 min auf 15 min erhöht. Dies führt zu einer Reduzierung der Wasserstoffkonzentration im p-leitenden Bereich des Halbleiters (vgl. Abbildung 3.11). In diesem Kapitel werden Untersuchungen zu den Auswirkungen dieser weiteren Reduktion auf die Stabilität der Laser vorgestellt.

Die Laserstrukturen D und E wurden jeweils auf einem separaten Wafer hergestellt. Somit wurden sie in unterschiedlichen Epitaxieläufen, aber innerhalb einer Kampagne gewachsen. Die Rippenätztiefe der Struktur E ist ca. 60 nm tiefer als die der Struktur D, endet aber auch im oberen p-Wellenleiter. Ein weiterer Unterschied zwischen den Laserdioden der beiden Strukturen ergibt sich aus der längeren Aktivierung. Wie in Kapitel 4.2 gezeigt wurde, führt die längere Aktivierung zu höheren Kontaktwiderständen und somit höheren Betriebsspannungen (vgl. Abbildung 4.9).

In Abbildung 5.18 ist die Alterung eines Lasers der Struktur E mit einer Rippenbreite von $3\ \mu\text{m}$ gezeigt. Die verwendete Stromdichte beträgt $5\ \text{kA}/\text{cm}^2$. Aufgrund der moderaten Schwellen dieser Strukturen führt diese Stromdichte zum Lasing der Bauelemente. Die Spannung ist im Vergleich zur Struktur D bei gleicher Stromdichte um 2 V erhöht. Auch hier fällt auf, dass die Spannung mit Beginn der Alterung ansteigt. Der Anstieg beträgt wie bei Struktur D 0,7 V. Die optische Ausgangsleistung fällt ebenfalls mit Beginn der Alterung ab, bis sie innerhalb weniger Stunden unter die Laserschwelle fällt.

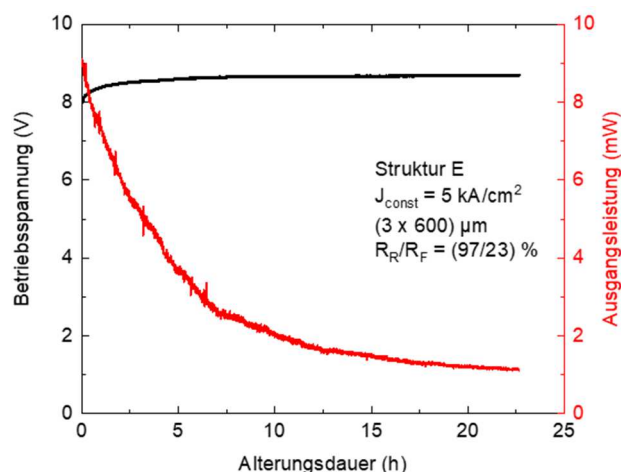


Abbildung 5.18: Typisches Alterungsverhalten im Dauerstrichbetrieb eines Lasers der Struktur E

Zusammenfassend ist zunächst festzustellen, dass eine weitere Reduzierung der Wasserstoffkonzentration von $1 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ auf $\leq 1 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ nicht zu einem stabileren Betrieb der Laserdioden führt. Das Degradationsverhalten ähnelt dem der Struktur D. Auch hier führte eine Verringerung der Stromdichte nicht zu einer stabilen Phase der Betriebsspannung oder der Ausgangsleistung. Beide degradieren von Beginn der Messung an. Dies be-

legt die Schlussfolgerung aus Kapitel 4.2: die Wasserstoffkonzentration im Halbleiter ist nicht die Ursache für den Spannungsanstieg, kann diesen jedoch beeinflussen.

5.2.5 Einfluss der Temperatur auf das Degradationsverhalten

Die Bauteiltemperatur ist für die Zuverlässigkeit von Halbleiterbauelementen ein kritischer Parameter. So führt eine erhöhte Temperatur bei thermisch getriebenen Prozessen zu einer exponentiellen Abhängigkeit. Ganz allgemein wurden für verschiedene Halbleiterlaser und LEDs mit zunehmender Temperatur abnehmende Lebensdauern festgestellt. Für blauviolett emittierende (InAlGa)N-Laserdioden haben dies bspw. Asano et al. [133] und Bojarska et al. [134] experimentell gezeigt. Daher wird die Betriebstemperatur von Halbleiterbauelementen gezielt bei Lebensdaueruntersuchungen als Beschleunigungsfaktor eingesetzt.

In Abbildung 5.19 ist die Temperaturabhängigkeit der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation am Beispiel der Struktur B gezeigt. Die standardmäßige Wärmesenktemperatur für alle bisher gezeigten Untersuchungen beträgt 20 °C. Diese führt bei einer Stromdichte von 4 kA/cm² nach ca. 170 h zum S-Anstieg der Betriebsspannung. Wird die Wärmesenktemperatur auf 75 °C erhöht, ist innerhalb von 300 h Betriebsdauer keine Veränderung der Betriebsspannung zu beobachten. Aufgrund dieser umgekehrten Abhängigkeit ist hier eine Aktivierungsenergie keine adäquate Beschreibung für diesen Effekt und die Temperatur nicht als Beschleunigungsfaktor für die Alterung zu verwenden. Dieses Verschieben bzw. Verlangsamen des Spannungsanstiegs konnte durch die Erhöhung der Temperatur bei allen Laserstrukturen beobachtet werden.

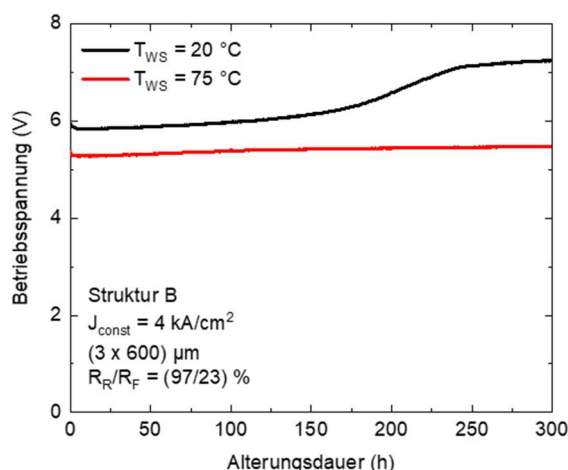


Abbildung 5.19: Vergleich der Alterung zweier Laser der Struktur B bei gleicher Stromdichte und unterschiedlicher Wärmesenktemperatur

In Kapitel 4.2.2 wurde bereits geschlussfolgert, dass das Auftreten des S-Anstiegs allgemein mit der Leitfähigkeit der p-leitenden Seite des Halbleiters zusammenhängt. So führte eine Reduzierung der p-Leitfähigkeit durch eine Verringerung der Mg-Dotierung zu einem

beschleunigten Anstieg der Spannung. Die temperaturabhängige Messung in Abbildung 5.19 zeigt den gleichen Trend. Die erhöhte p-Leitfähigkeit der wärmeren Probe führt nicht nur zu einer Reduktion der Betriebsspannung um 0,5 V, sondern vor allem zu einer verbesserten Spannungsstabilität. Ähnliche Ergebnisse konnten auch bei (AlInGa)N-basierten UV-LEDs beobachtet werden. Hier führten höhere Betriebstemperaturen ebenfalls zu längeren Lebensdauern und stabileren Bauelementen [135]. Es wird vermutet, dass die höhere Temperatur zu einer erhöhten Lochinjektion und damit zu einer niedrigeren Augerrekombinationsrate führt. Die Augerrekombination stellt wiederum die notwendige Energie für die Degradationsprozesse bereit. Eine physikalische Interpretation der Ergebnisse für die hier untersuchten Laser wird in Kapitel 5.2.7 vorgenommen.

5.2.6 Elektrolumineszenzuntersuchungen an degradierten RW-Lasern

Wie gezeigt werden konnte, geht die Erhöhung der Betriebsspannung im Dauerstrichbetrieb immer mit einem Abfall der optischen Ausgangsleistung bzw. einer Erhöhung der Schwellenstromdichte einher. Daher ist es naheliegend, dass dieser Degradationsmechanismus Veränderungen in der aktiven Zone bewirkt. Um das zu überprüfen, wurden EL-Messungen der aktiven Zone vor und nach der Alterung durchgeführt. Mit diesem Verfahren lassen sich die Intensitätsverteilung in der Ebene der Lichterzeugung darstellen und somit auch Veränderungen innerhalb dieser.

Die mit der Epitaxieseite auf dem Submount montierten Laser (siehe Kapitel 2.4) weisen das gleiche Alterungsverhalten wie die bisher untersuchten auf. Somit kann diese Methode genutzt werden, um die Auswirkungen der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation auf die EL-Verteilung zu untersuchen. In Abbildung 5.20 sind die EL-Messungen von zwei Lasern der Laserstruktur B bei 1 mA, 5 mA und 20 mA dargestellt. Die gemessene Intensität wurde für jeden Strom auf das Maximum normiert und ist hier in Falschfarben dargestellt. Ein Laser wurde für 100 h bei einer Stromdichte von 5 kA/cm^2 betrieben und hat dabei den typischen S-Anstieg gezeigt. Der zweite Laser wurde nicht gestresst. Bei der Interpretation der Daten muss also berücksichtigt werden, dass es sich um zwei unterschiedliche Laser handelt und die Intensitätsverteilung beider Laser vor der Alterung nicht identisch gewesen sein muss.

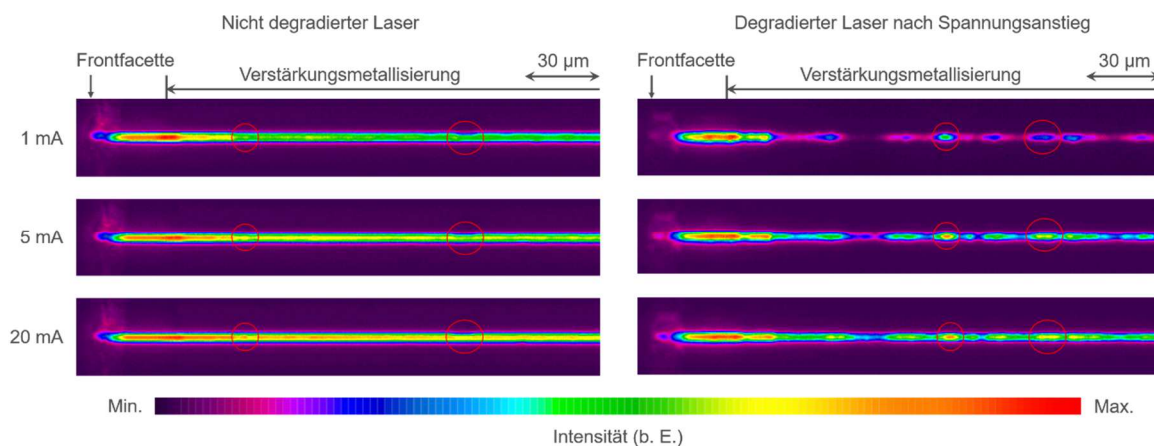


Abbildung 5.20: Aufnahmen der EL-Verteilungen bei unterschiedlichen Strömen von einem nicht gealterten und einem gealterten Laser der Laserstruktur B

Der ungestresste Laser weist bei allen Betriebsströmen entlang des Resonators Bereiche mit größerer und niedrigerer Intensität auf. Die Positionen unterschiedlicher Intensitäten sind unabhängig vom gewählten Strom konstant und einige sind beispielhaft in Abbildung 5.20 markiert. Weiterhin ist ein Bereich erhöhter EL-Intensität an der Kante der Metallverstärkung vorhanden. Dieser Effekt tritt sowohl an der Front- als auch der Rückfacette auf und ist ebenfalls unabhängig vom Messstrom. Diese Bereiche der erhöhten Intensität an den Kanten der Metallverstärkung sind auch bei dem gealterten Laser vorhanden. Durch die Alterung hat sich die Inhomogenität der EL-Verteilung entlang des Resonators deutlich verstärkt. Es sind dunklere Bereiche in der Größenordnung von mehreren $10\ \mu\text{m}$ entstanden. Auch hier sind die Positionen der Bereiche unterschiedlicher Intensitäten innerhalb des Resonators unabhängig vom Messstrom konstant.

Aus diesem Experiment lässt sich bereits schlussfolgern, dass durch die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation Bereiche verminderter strahlender Rekombination in der aktiven Zone entstehen. Diese führen vermutlich durch Absorption zu höheren Verlusten im Laserresonator und erklären somit den Anstieg der Laserschwelle (bzw. den Abfall der optischen Ausgangsleistung) während der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation. Um die physikalische Ursache für diese Bereiche verminderter Emission zu verstehen, wurden temperaturabhängige EL-Messungen an weiteren Lasern der Struktur B durchgeführt.

In Kapitel 5.2.5 konnte gezeigt werden, dass eine Erhöhung der Wärmesenktemperatur auf $75\ ^\circ\text{C}$ die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation in dem untersuchten Zeitraum unterdrückt. Daher wurden die EL-Messungen für einen gealterten und einen nicht gealterten Laser der Struktur B bei $20\ ^\circ\text{C}$ und $75\ ^\circ\text{C}$ durchgeführt. In Abbildung 5.21 sind die Ergebnisse bei einem Messstrom von $5\ \text{mA}$ dargestellt. Bei einer Wärmesenktemperatur von $20\ ^\circ\text{C}$ sind bei dem nicht gealterten Laser deutlich Bereiche unterschiedlicher Intensitäten zu erkennen (siehe Markierungen in Abbildung 5.21). Die Erhöhung der Tem-

peratur führt zu einer Homogenisierung der EL-Verteilung. So ist eine stetige Verringerung der Intensität von der Kante der Verstärkungsmetallisierung hin zur Resonatormitte zu erkennen, bis ein stabiles Niveau erreicht ist. Von hier an sind kaum Fluktuationen in der EL-Verteilung zu messen und die Bereiche unterschiedlicher Intensitäten bei geringerer Kühltemperatur lassen sich nicht mehr zuordnen. Der Vergleich der EL-Verteilungen des gealterten Lasers bei unterschiedlichen Temperaturen ergibt ein anderes Bild. Hier sind die Bereiche unterschiedlicher EL-Intensitäten an den gleichen Positionen sichtbar, unabhängig von der verwendeten Wärmesenktemperatur (siehe Markierungen in Abbildung 5.21).

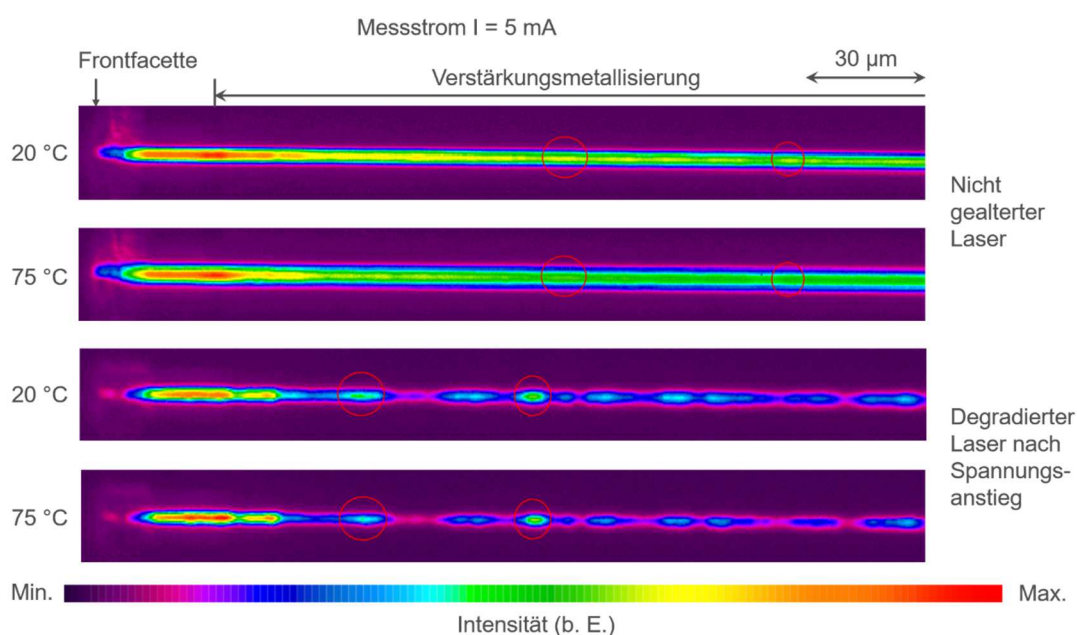


Abbildung 5.21: Vergleich der temperaturabhängigen EL-Verteilungen eines nicht gealterten Lasers und eines gealterten Lasers der Laserstruktur B

Die beiden bisher gezeigten Experimente lassen sich folgendermaßen zusammenfassen und interpretieren. Vor Beginn der Alterung liegt bereits eine inhomogene Verteilung der EL-Intensität im Resonator vor. Unter der Annahme, dass die EL-Verteilungen für nicht gealterte und gealterte Laser repräsentativ sind, kann von einer Verstärkung der Inhomogenität während der Alterung ausgegangen werden. Es entstehen dunkle Bereiche entlang des Resonators in der Größenordnung von einigen $10\ \mu\text{m}$. Gleichzeitig bilden sich auch Bereiche mit höheren EL-Intensitäten aus. Diese insgesamt inhomogenere Emission von Strahlung in der aktiven Zone führt, aufgrund von erhöhter Absorption in den dunklen Bereichen, zum Anstieg der Laserschwelle während der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation. Eine Erhöhung der Temperatur zu Beginn der Alterung hat eine Homogenisierung der EL-Verteilung zur Folge. Dies führt entsprechend der Alterungsmessungen aus Kapitel 5.2.5 auf vergleichbaren Zeitskalen zu einem Unterdrücken der Spannung-Lichtleistungsdegradation. Daher lässt sich schlussfolgern, dass aufgrund eines sich selbstverstärkenden Prozesses die EL-Verteilung während der Alterung fortschreitend inhomogen

gener wird. Wäre die Ausgangssituation eine homogene EL-Verteilung, würde dieser Prozess vermutlich nicht stattfinden. Eine Erhöhung der Temperatur nach der Alterung hat keinen Einfluss mehr auf die Homogenität der Lichtemission innerhalb der aktiven Zone. Daher muss im Halbleiter eine Veränderung stattgefunden haben, welche permanent ist und von der Temperaturerhöhung nach der Alterung unbeeinflusst bleibt. Eine physikalische Interpretation dieser Vorgänge erfolgt in Kapitel 5.2.7, wenn ein Modell für die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation aufgestellt wird.

In den vorangegangenen Alterungsuntersuchungen konnte die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation eindeutig nur für die Laserstruktur B nachgewiesen werden. Die Laserstruktur A zeigt den typischen S-Anstieg während der Alterung, weshalb davon auszugehen ist, dass dort auch die gleichen Prozesse ablaufen. Bei den Strukturen C, D und E steigt die Spannung von Beginn der Alterung an. Eine Reduktion der Stromdichte verringert den Anstieg der Spannung, verschiebt ihn aber nicht zu einem späteren Zeitpunkt. Die optische Ausgangsleistung fällt innerhalb weniger Stunden unter die Laserschwelle, sodass hier keine klare Korrelation zur Spannungsänderung gezogen werden konnte.

In einem abschließenden Experiment soll geklärt werden, ob in den Strukturen C, D und E die gleichen Prozesse wie in Struktur B, nur auf einer anderen Zeitskala, ablaufen. Hierfür wurde beispielhaft ein Laser der Struktur D ausgewählt. Diese Laser haben eine erhöhte Laserschwelle, jedoch laufen die hier beobachteten Degradationsprozesse auf einer kürzeren Zeitskala ab. Dies ermöglicht, einen Laser während der EL-Messung durch den verwendeten Messstrom zu altern und somit die Entwicklung der Emission in der aktiven Zone auf einem Laser nachzuverfolgen. Der gewählte Laser hat eine Rippenbreite von 3 μm . Als Alterungs- und Messstrom wurden 200 mA verwendet. Ein Plot des Verlaufs der Betriebsspannung ist nicht möglich, da der Kontakt zum GaN-Substrat nicht dauerhaft stabil ist. Daher kam es während der Messung zu Schwankungen der Betriebsspannung, welche den degradationsbedingten Spannungsanstieg überdeckten. Die EL-Verteilung zu verschiedenen Zeitpunkten ist in Abbildung 5.22 dargestellt.

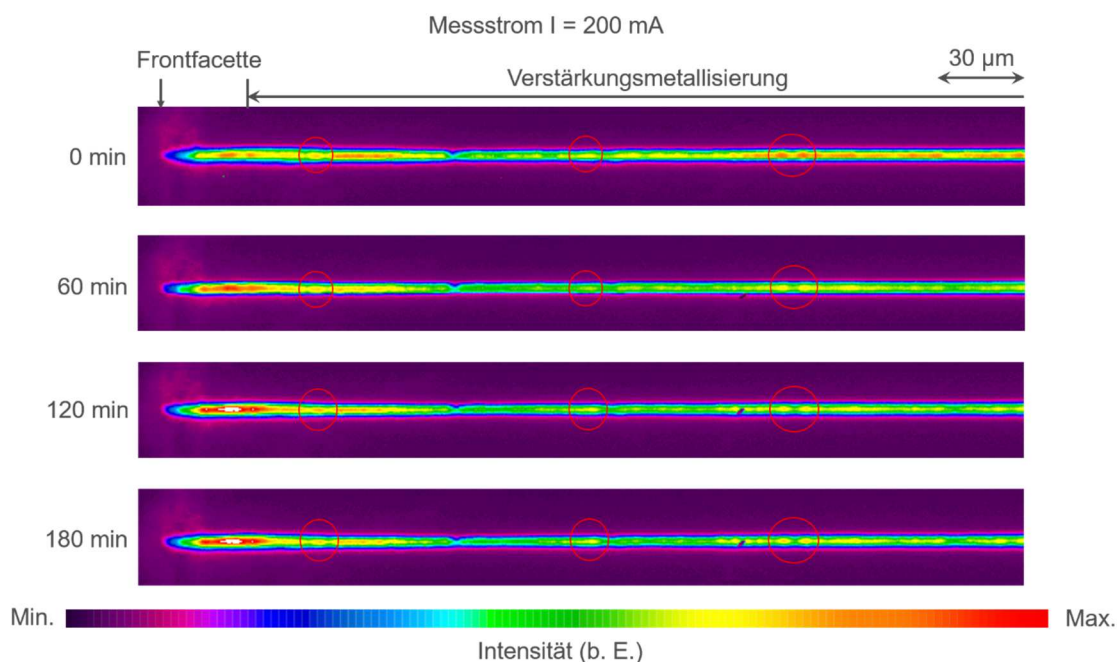


Abbildung 5.22: Entwicklung der EL-Verteilung über die Zeit am Beispiel eines Lasers der Struktur D bei Betrieb mit einer Stromdichte von $11,1 \text{ kA/cm}^2$

Zunächst einmal fällt auf, dass diese Probe vor der Alterung bereits deutlich inhomogener ist, als es die Laser der Struktur B waren. Entsprechend dem skizzierten Szenario eines sich selbstverstärkenden Prozesses würde diese ungünstigere Ausgangssituation auch zu einer schneller ablaufenden Degradation des Bauteils führen. Das ist konsistent mit den Messungen aus Kapitel 5.2.3. Der allgemeine Effekt, dass durch die Alterung größere Bereiche geringerer EL-Intensitäten entstehen, ist auch hier zu beobachten. So ist davon auszugehen, dass in den Strukturen C, D und E ebenfalls der Prozess der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation abläuft und aufgrund der diskutierten Technologie- oder Epitaxievariationen sich nur die Zeitkonstanten unterscheiden.

Aus der Messung lassen sich noch allgemeine Rückschlüsse auf den Ablauf des Degradationsprozesses ziehen. Bereiche mit hoher EL-Intensität am Ende der Messung waren auch zu Beginn der Messung Bereiche mit hoher Intensität (siehe Markierungen in Abbildung 5.22). Dies bedeutet, die permanenten Veränderungen im Halbleiter führen nicht dazu, dass Bereiche mit anfänglich geringerer EL-Intensität heller werden können.

Bei allen Messungen hat sich am Ende der Metallverstärkung ein Bereich hoher EL-Intensität ausgebildet. Auch nach der Alterung war in diesem Bereich die höchste Intensität zu messen. In Abbildung 5.22 wurde die Integrationszeit in der Software zwischen den einzelnen Messzeitpunkten nicht verändert. Somit können hier auch die absoluten Intensitäten verglichen werden. Dadurch ist zu erkennen, dass die EL-Intensität in diesem Bereich während der Alterung ansteigt. Das Ende der Metallverstärkung führt lokal zu einer Verringerung des Wärmeabtransports im Bereich der Facette. In der EL-Verteilung ist zu erkennen, dass hier in einem vergleichsweise großen Gebiet keine dunklen Bereiche entste-

hen. Dies passt mit der Beobachtung aus Kapitel 5.2.5 zusammen, dass eine erhöhte Temperatur die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation unterdrückt. Somit ist davon auszugehen, dass die Temperatur im Bereich um das Ende der Metallverstärkung lokal erhöht ist und es somit hier auch zu keiner Degradation kommt. Die physikalische Interpretation dieser Beobachtung wird in Kapitel 5.2.7 vorgenommen.

5.2.7 Modell der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation

In diesem Kapitel werden die bisherigen Degradationsuntersuchungen zu einer Erklärung der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation zusammengefasst. Hierfür werden in Vorbetrachtungen zunächst die beobachteten Effekte physikalisch interpretiert. Danach wird aufgrund dieser Überlegungen ein physikalisches Modell für diesen Degradationsprozess aufgestellt. Anschließend werden die Auswirkungen der untersuchten Technologievariationen auf den Ablauf dieses Prozesses diskutiert. Zum Schluss werden Vorschläge zur Unterdrückung der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation unterbreitet.

Vorbetrachtungen

Durch die EL-Untersuchungen sind die Auswirkungen dieses Degradationsprozesses auf die aktive Zone bekannt. Die Alterung führt zu einer inhomogeneren strahlenden Rekombination. Die dadurch entstehenden vermutlich absorbierenden Bereiche erhöhen die Verluste im Resonator und führen somit zu der beobachteten Erhöhung der Laserschwelle bzw. dem Abfall der optischen Ausgangsleistung. Einfluss auf die gemessene EL-Verteilung haben Effekte wie die räumliche Ladungsträgerinjektion, nichtstrahlende Rekombination an kristallographischen Defekten oder die Lokalisation von Ladungsträgern durch Fluktuationen in der Materialkomposition. Eine Zunahme von Defekten während der Alterung kann nicht die korrelierte Erhöhung der Betriebsspannung erklären. Daher ist davon auszugehen, dass sich während der Alterung die räumliche Ladungsträgerinjektion in die aktive Zone verändert.

Prinzipiell würde eine Veränderung der Injektion beider Ladungsträgerarten in die aktive Zone die beobachteten Effekte erklären, d. h. die Ursache kann sowohl auf der n- als auch auf der p-leitenden Seite des Halbleiters liegen. Aufgrund der niedrigen Aktivierungsenergie von Si im GaN (ca. 15 meV [136]) ist davon auszugehen, dass bei Raumtemperatur die Donatoren nahezu vollständig ionisiert sind. Somit ist ein signifikanter Effekt der Temperatur auf die Leitfähigkeit im n-dotierten Teil des Halbleiters nicht zu erwarten. Weiterhin hatte die Verringerung der Mg-Dotierung (siehe Kapitel 4.2.1) und somit der p-Leitfähigkeit eine drastische Beschleunigung des Degradationsprozesses zur Folge. Beide Argumente legen nahe, dass sich der Löcherstrom zur aktiven Zone im Laufe der Alterung verändert und somit die Ursache dieses Degradationsprozesses auf der p-leitenden Seite des Halbleiters zu finden ist.

In Kombination dieser Überlegungen und der EL-Untersuchungen liegt die Vermutung nahe, dass bereits zu Beginn der Alterung eine inhomogener Löcherstrom auf der p-leitenden Seite des Halbleiters vorliegt. Die Ursache hierfür war im Rahmen dieser Arbeiten nicht eindeutig zu identifizieren. Eine Möglichkeit ist eine inhomogene Injektion der Ladungsträger am p-Kontakt. In Kapitel 3.1. wurden die Optimierungen an den p-Kontakten ausführlich beschrieben. Jedoch konnte die Entstehung von Hohlräumen an der GaN/Pd-Grenzfläche nicht gänzlich verhindert werden. Auch der Zielwert des spezifischen Kontaktwiderstands von $3 \times 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ wurde nicht erreicht. Beides können Hinweise auf einen inhomogenen Kontakt sein, der einen inhomogenen Löcherstrom zur Folge hat. In Kapitel 4.2 konnte gezeigt werden, dass die Spannungserhöhung während der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation nicht an den Pd-basierten p-Kontakten stattfindet. Jedoch können diese die initiale Ursache dafür sein.

Eine weitere Möglichkeit zur Erklärung von Variationen der Leitfähigkeit ist eine inhomogene Mg-Dotierung im Halbleiter. Hier kann es aufgrund der Wachstumsbedingungen zur Bildung von Mg-Clustern im Supergitter [117], elektrisch inaktiven Mg-Komplexen und Präzipitaten kommen [115, 116, 137]. Dies ist besonders beim Wachstum von dünneren Schichten mit hohen Mg-Konzentrationen kritisch. Daher sind hier der EBL, der obere p-Wellenleiter sowie die p-Abschlusschicht (siehe Kapitel 2.1) zu nennen. Auch eine Kombination aus inhomogenen Kontakten und zu geringer p-Leitfähigkeit kann eine Erklärung für die Variationen der EL-Intensität zu Beginn der Alterung sein.

Modell der Spannung-Lichtleistungsdegradation

In verschiedenen Studien [8, 50, 51, 121] konnte gezeigt werden, dass es während des Betriebs von AlInGaN-basierten optoelektronischen Bauelementen strombedingt zur Nachaktivierung von Mg-Akzeptoren kommt. Dies kann zu einer Reduktion des seriellen Widerstands der Diode führen (siehe Kapitel 4.2.2). Liegt eine inhomogene Stromverteilung vor, erfolgt auch eine ungleichmäßige Nachaktivierung. Dadurch vergrößern sich die Leitfähigkeitsunterschiede auf der p-leitenden Seite des Halbleiters. Infolgedessen erhöht sich die Ladungsträgerdichte in den höher leitenden Bereichen. Dies führt zu einer lokalen Erhöhung der Temperatur und einer weiteren Erhöhung der Leitfähigkeit. So wird ein sich selbstverstärkender Prozess in Gang gesetzt. Im Zuge dieses Prozesses muss es lokal auch zu einer Verringerung der Leitfähigkeit kommen, anders ist eine Erhöhung des Gesamtwiderstands nicht zu erklären. Hierfür könnte bspw. eine Umverteilung des Wasserstoffs, infolge der inhomogenen Ladungsträgerverteilung, und einer daraus folgenden räumlich bevorzugten Passivierung von Mg-Akzeptoren verantwortlich sein. Auch zuvor vom Wasserstoff passivierte Donatoren können Akzeptoren kompensieren [138] und so die Leitfähigkeit herabsetzen. Durch diese Prozesse reduziert sich letztendlich die effektiv stromdurchflossene Fläche. Dies führt zu einem Anstieg der Betriebsspannung und zeitgleich zu einem inhomogeneren Lochstrom in die aktive Zone, welcher den beobachteten Abfall der

Ausgangsleistung nach sich zieht. Dieser Prozess sättigt ab, wenn keine weiteren Veränderungen der Leitfähigkeit infolge von Materialveränderungen mehr stattfinden. Folgerichtig führt dann eine höhere Stromdichte während der Alterung zu einer Beschleunigung der beschriebenen Prozesse, aber nicht zu einer Erhöhung des Spannungsanstiegs.

Einfluss der Rippenkante

Das Vorhandensein einer Rippenkante beeinflusst das Auftreten der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation maßgeblich. So lässt sich dieser Alterungseffekt bei Breitstreifenlasern innerhalb des beobachteten Zeitraums durch eine optimierte Aktivierung der p-Leitfähigkeit verhindern. Werden auf vergleichbar epitaxiierten Wafern mit identischer Aktivierung RW-Laser prozessiert, hängt die Stabilität der Spannung von der Rippenbreite ab. So zeigen 40 μm breite Rippen den typischen Spannungsanstieg nicht, Laser mit 3 μm und 2 μm breiten Rippen jedoch schon. Eine schmalere Rippe führt dabei zu einem früheren Spannungsanstieg. Unter der Annahme, dass der gekoppelten Spannung-Lichtleistungsdegradation ein dynamischer Prozess zugrunde liegt, der maßgeblich von der Ausgangssituation beeinflusst wird, lässt sich der Einfluss der Rippenkante phänomenologisch erklären. So führt die Ätzung einer Rippe zu einer Unstetigkeit im Halbleiter. Hier bilden sich bspw. Felder, welche den Ladungsträgertransport direkt oder indirekt beeinflussen können. Untersuchungen von Glaab [52] haben gezeigt, dass sich bei AlInGaN-basierten LEDs im Laufe der Alterung von der Mesakante ausgehend ein Bereich verminderter EL-Intensität bildet. Ein Experiment mit gekoppelter Photo- und Elektrolumineszenz von Ruschel et al [139] an solchen Bauelementen hat ergeben, dass die Ursache dieses Effekts in einem verminderten Stromfluss in der Nähe der Mesakante liegt und nicht in einer Erhöhung der nichtstrahlenden Rekombination in diesem Bereich. Wenn solche Effekte bevorzugt an Kanten des Halbleiters starten, lässt sich auch erklären, warum schmale Rippenstrukturen schneller altern. Hier ist der Einfluss der Rippenkanten auf das stromdurchflossene Volumen größer und der selbstverstärkende Prozess beginnt früher.

Einfluss der Wasserstoffkonzentration

In Kapitel 4.2 konnte am Beispiel der Breitstreifenlaser gezeigt werden, dass mithilfe der Höhe der Wasserstoffkonzentration das Auftreten des S-Anstiegs der Betriebsspannung beeinflussbar ist. Allerdings war auch hier nicht die absolute Konzentration entscheidend, sondern das Verhältnis aus H- zu Mg-Konzentrationen und damit die p-Leitfähigkeit. So kann die identische absolute Wasserstoffkonzentration je nach Höhe der Mg-Dotierung zu stabilen oder instabilen Betriebsspannungen führen. Der nach der Aktivierung vorhandene Restwasserstoff kann eine inhomogene Leitfähigkeit verstärken, bspw. durch eine bevorzugte Passivierung von Mg-Akzeptoren in nur einigen Bereichen des Halbleiters. Wie in verschiedenen Studien [98, 99] gezeigt werden konnte, führt die Verwendung eines SiN_x -Isolators zur Eindiffusion von Wasserstoff in den Halbleiter. Unter der Annahme, dass dies bei Laserstruktur A auch der Fall war, würde das den beschleunigten Spannungsanstieg

erklären. Durch eine weitere Reduzierung der Wasserstoffkonzentration, wie in Laserstruktur E umgesetzt, konnten allerdings keine stabilen Betriebsspannungen erzielt werden. Die EL-Verteilungen wiesen nach der Alterung ebenfalls eine vergleichbare Inhomogenität auf. Jedoch muss bei den Quervergleichen zwischen den Laserstrukturen bedacht werden, dass es sich um unterschiedliche Epitaxie- und Prozessdurchläufe handelt. Das kann u. U. zu Abweichungen in der Materialqualität und der Beschaffenheit der Kontakte führen. So ist in Abbildung 5.22 zu sehen, dass bereits vor der Alterung der Laserstruktur D eine inhomogenere EL-Verteilung entlang des Resonators vorliegt. Diese ungünstigere Ausgangssituation würde auch bei geringeren Wasserstoffkonzentrationen den Ablauf des beschriebenen selbstverstärkenden Prozesses begünstigen. Weiterhin unterscheiden sich die Rippenätziefen von Laserstruktur zu Laserstruktur. Deren potenzieller Einfluss auf das Degradationsverhalten wird im Folgenden diskutiert.

Einfluss der Rippenätztiefe

Die Auswirkungen der Rippenätztiefe lassen sich am besten an den Laserstrukturen B und C diskutieren. Hier wurden die verschiedenen Ätztiefen auf einem Wafer hergestellt. Somit lassen sich Einflüsse durch Variationen bei den unterschiedlichen Epitaxiedurchläufen ausschließen. Die Rippenätzung der Laserstruktur C war flacher als die der Laserstruktur B und endete im oberen p-Wellenleiter. Dies führte zu einem veränderten Alterungsverhalten. Bei vergleichbaren Stromdichten degradierte die Spannung der Laserstruktur C schneller. Eine Verringerung der Stromdichte führte zu einem flacheren Anstieg der Betriebsspannung. Es war jedoch nicht möglich, den Startzeitpunkt des Spannungsanstiegs analog zu Struktur B zu Zeiten > 10 h zu verschieben. Alle in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen deuten als Ursache für die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation auf eine Veränderung des Löcherstroms in die aktive Zone hin. Rippenätzungen, die im oberen p-Wellenleiter enden, beschleunigen das Alterungsverhalten im Vergleich zu tieferen Ätzungen. Daraus lässt sich schließen, dass eine solch flache Rippenätzung einen Einfluss auf den Löcherstrom hat. Eine mögliche Folge wäre eine laterale Aufweitung des Löcherstroms vor der Energiebarriere des EBLs. Diese zusätzliche Veränderung des Löcherstroms könnte die Ursache für die beschleunigten Degradationseffekte sein.

Optimierungsmöglichkeiten

Insbesondere die Alterungen bei unterschiedlichen Temperaturen haben gezeigt, dass eine höhere bzw. homogenere Leitfähigkeit auf der p-leitenden Seite des Halbleiters die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation unterdrücken kann. Daher sollte dies der Ansatzpunkt für Optimierungen des Materialsystems sein. Im Rahmen dieser Arbeit konnte die exakte Schicht, welche für den Spannungsanstieg verantwortlich ist, nicht identifiziert werden. Der EBL und der obere p-Wellenleiter bzw. deren Grenzschicht haben sich in den Untersuchungen zur Rippenätztiefe als besonders kritisch herausgestellt. Daher sollte zu-

erst eine Optimierung der Dotierprofile sowie der Materialhomogenität in diesen Schichten vorgenommen werden.

Neben der epitaktischen Optimierung dieser Schichten kann auch der Chipprozess an dieser Stelle angepasst werden. So konnte gezeigt werden, dass eine Rippenätzung in den EBL oder tiefer zu stabilen Betriebsspannungen bis zu einer Grenzstromdichte führen. Daher muss technologisch eine Mindestätztiefe sichergestellt werden. Dies würde sich durch eine Erweiterung der Ätzanlage mit einem genaueren in-situ Reflektometer realisieren lassen.

Auch wenn an den p-Kontakten infolge der Alterung keine Degradationseffekte gemessen werden konnten, können sie die Ursache für eine inhomogene Ladungsträgerinjektion sein. Eine weitere Verbesserung der Kontakte erfordert sowohl Optimierungen an der p-Abschlusschicht als auch an der Kontakttechnologie. So muss eine Halbleiteroberfläche erzeugt werden, welche Pd-Kontakte ohne Hohlräume ermöglicht, bei einer gleichzeitigen Reduzierung des spezifischen Kontaktwiderstands auf mind. $3 \times 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$.

Neben Verbesserungen der Epitaxie und Prozesstechnologie können auch noch weitere Versuche zur Optimierung der bestehenden Laserstrukturen unternommen werden. Kommerzielle Laser werden in der Industrie, bevor sie an Kunden verkauft werden, „eingebrennt“. Darunter versteht man einen Betrieb der Laser für eine ausreichend lange Zeit, sodass innerhalb dieser Zeit mögliche begrenzte Veränderungen der Betriebsparameter ablaufen können. Dadurch kann ein stabiler Betrieb der Laserdiode nach dem „Einbrennen“ garantiert werden. So könnten Versuchsreihen mit systematischen Variationen der Stromdichte sowie der Wärmesenktemperatur durchgeführt werden. Bei geeigneter Wahl der Betriebsparameter könnte es so gelingen, dass die Leitfähigkeit auf der p-leitenden Halbleiterseite homogen dauerhaft erhöht werden kann und dadurch die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation unterdrückt wird.

5.3 Spannungsunabhängige Ursachen für Leistungsschwankungen während der Alterung

Im bisherigen Teil dieses Kapitels lag der Fokus auf Degradationseffekten, die mit einer Veränderung der Betriebsspannung einhergingen. Es konnte aufgezeigt werden, dass diese abhängig von der verwendeten Stromdichte sind. Bei Laserstruktur B konnte durch die Verwendung einer geeignet niedrigen Stromdichte der charakteristische Spannungsanstieg mit dem zugehörigen Leistungsabfall für einen Zeitraum von mehreren 10 h bis zu einigen 100 h unterbunden werden. Daher kann dieser zeitliche Bereich genutzt werden, um weitere spannungsunabhängige Degradationsmechanismen zu untersuchen. Im ersten Teil dieses Kapitels werden zunächst typische Degradationseffekte der optischen Ausgangsleistung gezeigt. Im zweiten Teil werden TEM-Untersuchungen der Laserfacetten vorgestellt und

abgeschätzt, ob die beobachteten Degradationseffekte auf Veränderungen an den Facetten zurückzuführen sind.

5.3.1 Stabilität der Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb

Im Nachfolgenden werden beispielhaft anhand von zwei Laserdioden der Struktur B mit identischen Rippenätztiefen (bis zum EBL) typische Verläufe der Ausgangsleistung diskutiert. Hierbei werden nur Zeiträume mit stabiler Betriebsspannung betrachtet. Um ein besseres Verständnis für die ablaufenden Prozesse zu erlangen, wird auch der Einfluss auf die Laserschwelle, das Emissionsspektrum und das Nahfeld untersucht.

In Abbildung 5.23a sind die Verläufe der Betriebsspannung und Ausgangsleistung über der Alterungsdauer für Laser 1 dargestellt. Die Spannung reduziert sich in den ersten 20 h um 0,1 V und ist danach stabil. Zu Beginn der Messung liegt die Laserschwelldenstromdichte bei $2,1 \text{ kA/cm}^2$ (siehe Abbildung 5.23b). Die Stromdichte während der Alterung beträgt 3 kA/cm^2 . Dies führt zu einer Ausgangsleistung von etwa 18 mW. Innerhalb der Messdauer von 40 h fällt die Ausgangsleistung stetig mit einer nahezu konstanten Rate von $0,13 \text{ mW/h}$ ab. Diesem Abfall liegt eine Erhöhung der Laserschwelldenstromdichte auf $2,5 \text{ kA/cm}^2$ zugrunde. Der Anstieg der Ausgangsleistung erhöht sich leicht durch die Alterung. So steigt dieser zunächst von ca. $0,9 \text{ W/A}$ auf $1,3 \text{ W/A}$ an. Ab einer Ausgangsleistung von etwa 12 mW gleichen sich die Steigungen bei $1,1 \text{ W/A}$ an.

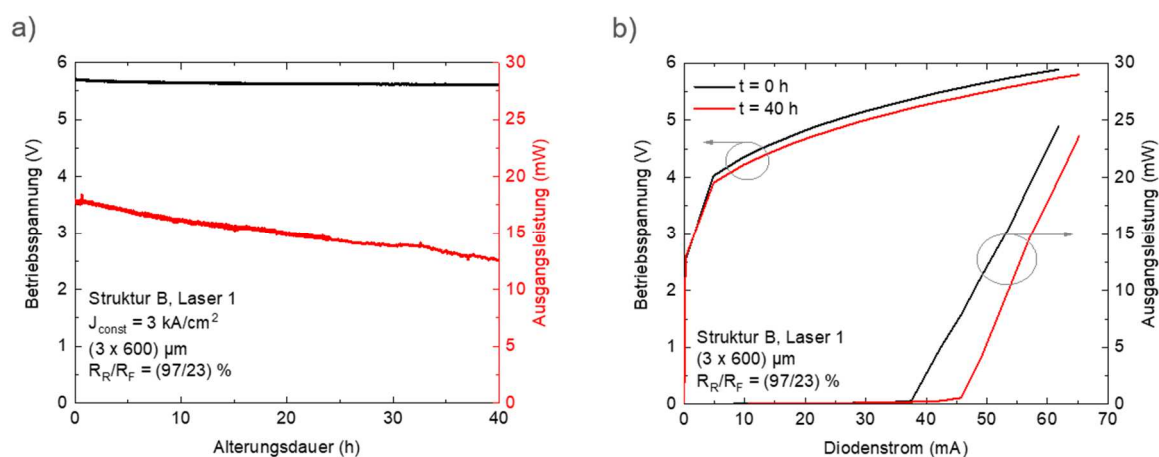


Abbildung 5.23: Dauerstrichmessungen des Lasers 1 bei stabiler Betriebsspannung: a) Verlauf der Ausgangsleistung über der Zeit und b) LIV-Kennlinien vor und nach der Alterung

Die Zunahme der Laserschwelle während des Dauerstrichbetriebs ist bei GaN-basierten Laserdioden ein bekannter Degradationseffekt. In der Literatur wird dieser zumeist mit einer Zunahme von Defekten in der aktiven Zone und der dadurch erhöhten nichtstrahlenden Rekombination erklärt [38-43]. Eine solche Erhöhung der Verluste im Resonator hätte jedoch keine größere Steigung der Ausgangsleistung zur Folge. Eine mögliche Erklärung

hierfür wäre eine Veränderung an den Laserfacetten, welche die Reflektivität dieser herabsetzt. Das würde sowohl die Laserschwelle als auch den Anstieg der Ausgangsleistung erhöhen.

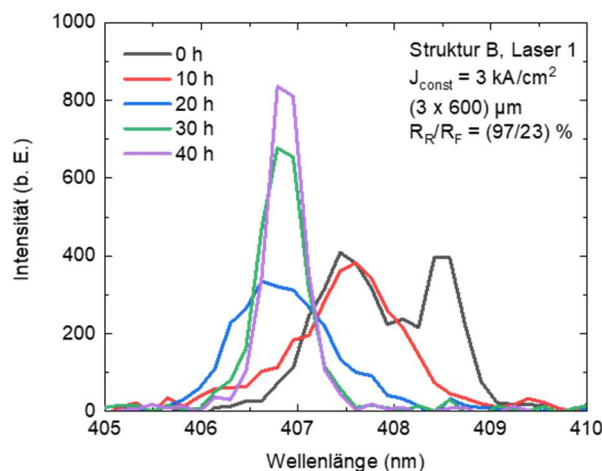


Abbildung 5.24: Alterungsdauerabhängige Entwicklung des Spektrums von Laser 1

In Abbildung 5.24 ist die Entwicklung des Spektrums von Laser 1 während der Alterungsmessung dargestellt. Zu Beginn der Messung erfolgt das Lasing bei zwei Wellenlängen im Abstand von 1 nm zueinander, bei 407,5 nm und 408,5 nm. Innerhalb der ersten 10 h ändert sich dies und nur noch die kürzere Wellenlänge ist im Emissionsspektrum vorhanden. Mit fortschreitender Alterung verschiebt sich die Lasingwellenlänge zur energetisch höheren Seite auf ca. 406,7 nm. Eine Generation von bandkantennahen Defektniveaus könnte eine Verschiebung der Wellenlänge zur Folge haben, allerdings nur zur niederenergetischen Seite. Ab 20 h Betriebsdauer ändert sich die Wellenlänge nicht mehr. Jedoch wird das Spektrum schmaler und die gemessene Intensität erhöht sich. Dies steht im Widerspruch zur fallenden Ausgangsleistung. Eine mögliche Erklärung könnte eine sich verändernde Einkopplung in die optische Faser zur Spektrummessung sein. Da der Aufbau während der Messung nicht verändert wurde, kann ein apparativer Grund ausgeschlossen werden. Daher ist eine Veränderung der Abstrahlcharakteristik des Lasers naheliegend.

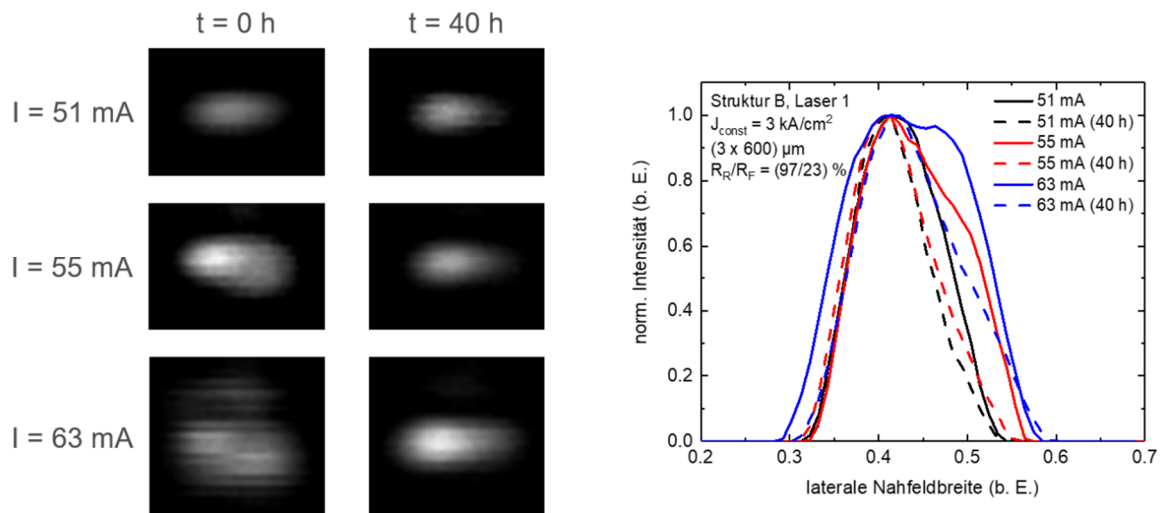


Abbildung 5.25: Nahfeldmessungen des Lasers 1 bei verschiedenen Strömen vor und nach der Alterung, links: Bilder der Intensitätsverteilungen und rechts: laterale Linienscans durch diese Intensitätsverteilungen

Eine Methode, um Veränderungen der Strahlcharakteristik sichtbar zu machen, ist die Messung des Nahfelds. In Abbildung 5.25 sind die Nahfelder des Lasers 1 bei verschiedenen Strömen vor und nach der Alterung gezeigt. Hier ist zu erkennen, dass mit zunehmendem Strom höhere Moden im Laser anschwingen. Der Vergleich zwischen den Messungen vor und nach der Alterung zeigt, dass sich die lateralen Nahfelder bei gleichem Strom einengen und die höheren Moden später anschwingen. Wie bereits bei den bisher vorgestellten Untersuchungen wären auch für die Veränderungen des Nahfelds Degradationseffekte an den Laserfacetten eine mögliche Erklärung, da diese u. U. Auswirkungen auf die Resonatorgeometrie haben können.

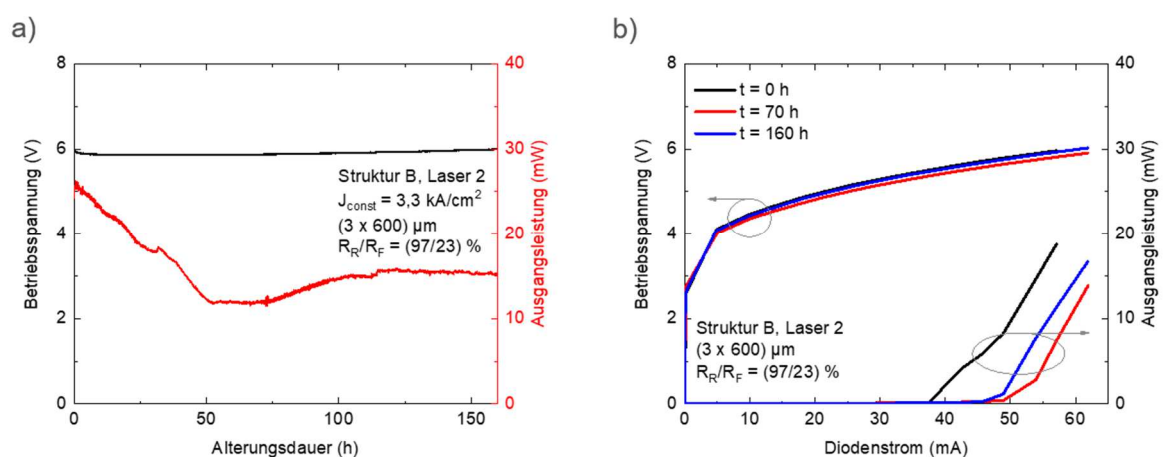


Abbildung 5.26: Verlauf der Degradation der optischen Ausgangsleistung bei stabiler Betriebsspannung für Laser 2: a) Entwicklung über die Zeit und b) LIV-Kennlinien an markanten Punkten der Alterungsmessung

Der für Laser 1 vorgestellte stetige Abfall der optischen Ausgangsleistung während der Alterung war so nicht für alle untersuchten Laser zu beobachten. Manche Laser zeigten ein

komplexeres Verhalten. Dies ist beispielhaft mit Laser 2 in Abbildung 5.26a gezeigt. Laser 2 hatte zu Beginn der Alterung eine ähnliche Schwellenstromdichte wie Laser 1 (vgl. Abbildung 5.26b und Abbildung 5.23b). Die Alterungsstromdichte war bei Laser 2 um $0,3 \text{ kA/cm}^2$ höher. Dies führte auch zu einer höheren Ausgangsleistung von 25 mW. Im Mittel fiel die Ausgangsleistung in den ersten 50 h mit $0,26 \text{ mW/h}$ ab. Damit war die Abfallrate doppelt so hoch wie bei Laser 1. Die nächsten 20 h blieb die Laserleistung stabil. Anschließend stieg sie innerhalb von 30 h um 3 mW auf 15 mW Ausgangsleistung an. Die restliche Alterungsdauer blieb die Leistung nahezu konstant. Die Laserschwelle bildet die Entwicklung der Ausgangsleistung über die Zeit ab (siehe Abbildung 5.26b). So erhöht sich die Stromdichte an der Laserschwelle in den ersten 70 h auf $2,7 \text{ kA/cm}^2$. Nach dem Anstieg der Ausgangsleistung ist die Schwelle leicht reduziert bzw. nicht mehr verrundet.

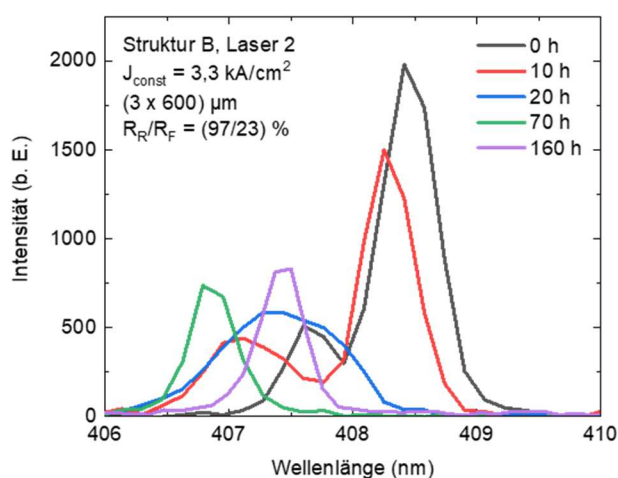


Abbildung 5.27: Entwicklung des Spektrums von Laser 2 während der Alterungsmessung

In Abbildung 5.27 ist die Entwicklung des Laserspektrums von Laser 2 während der Degradation gezeigt. In den ersten 70 h ähnelt das Spektrum dem von Laser 1 (vgl. Abbildung 5.24). Das Lasing beginnt auf zwei Wellenlängen, 407,6 nm und 408,5 nm. Im Laufe der Alterung schiebt es zu kürzeren Wellenlängen und weist dann nur noch einen Peak bei 406,7 nm auf. Mit dem Ansteigen der optischen Ausgangsleistung verändert sich das Spektrum im Vergleich zu Laser 1. Es schiebt zur langwelligen Seite auf 407,4 nm.

Obwohl die Verläufe der Ausgangsleistungen während der Alterung für die beiden vorgestellten Laser unterschiedlich sind, verhalten sich die Laserschwellen und die Spektren in Bezug auf die Ausgangsleistung gleich. Wie bereits erwähnt, lassen sich diese Zusammenhänge nicht mit der Generation von Defekten, weder strahlenden noch nichtstrahlenden, erklären. Veränderungen an den Facetten, welche die Reflektivitäten dieser ändern, könnten eine mögliche Erklärung für die beobachteten Phänomene sein. Daher werden die Laserfacetten im nächsten Kapitel untersucht.

5.3.2 Untersuchungen von lichtinduzierten Veränderungen an den Laserfacetten

In diesem Kapitel werden die Facetten von nicht gealterten und gealterten Laserdioden untersucht. Hierfür wird mittels FIB eine Lamelle an der Lichtaustrittsfläche parallel zur Richtung des Laserresonators präpariert und anschließend mit TEM- und EDX-Messungen analysiert. Die in den Alterungsmessungen untersuchten Laser hatten nominell alle die in Kapitel 2.2 beschriebene Facettenbeschichtung, bestehend aus $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ -Schichtpaketen. Für die Verspiegelung der Rückfacette mit einem Reflexionsgrad von 97 % sind sechs Schichtpakete notwendig, für die Frontfacette mit einem Reflexionsgrad von 23 % ist eines ausreichend. Alle hier vorgestellten Untersuchungen zeigen die Frontfacette. Die geplanten Schichtdicken betragen 150 nm für die SiO_2 -Schicht und 60 nm für die Ta_2O_5 -Schicht.

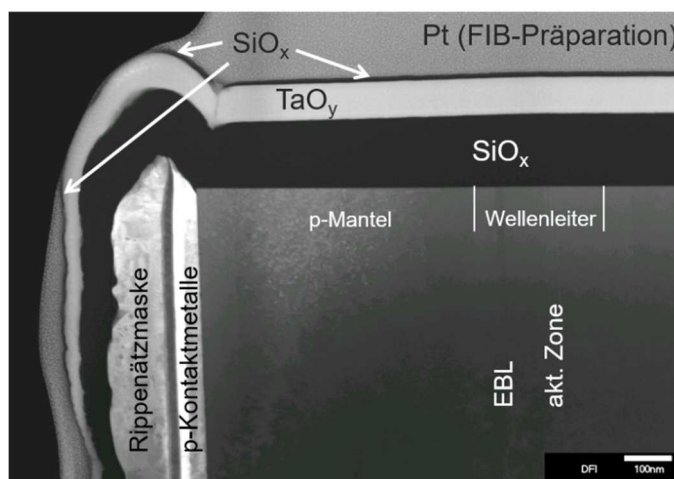


Abbildung 5.28: Dunkelfeld-STEM-Aufnahme der Frontfacette eines nicht gealterten Lasers

In Abbildung 5.28 ist eine Dunkelfeld-STEM-Aufnahme eines nicht gealterten Lasers dargestellt. Die gemessene Dicke der SiO_2 -Schicht beträgt 150 nm und die der Ta_2O_5 -Schicht 70 nm. Damit ist diese ca. 10 nm dicker als geplant. Zusätzlich zu dieser Schichtdickenabweichung lassen sich zwei weitere Auffälligkeiten finden. Direkt auf der Halbleiteroberfläche befindet sich eine ca. 3 nm dünne AlO_x -Schicht. Zusätzlich ist auf der Oberfläche der Ta_2O_5 -Schicht eine etwa 10 nm dünne SiO_2 -Schicht. Beide dünnen Schichten sind ungewollt. Die Herkunft dieser Schichten ist vermutlich technologiebedingt. Treffen Ionen in der Sputteranlage auf Aluminiumteile kann dies zur Abscheidung der AlO_x -Schicht führen. Bei den hier gezeigten Lasern wurde zuerst die Frontfacette und danach die Rückfacette beschichtet. Die Laserriegel werden in der Sputteranlage in einem Rahmen gehalten. Dieser Rahmen ist nicht optimal abgedichtet. Dies führt zur Mitbeschichtung der Frontfacette während der Rückfacettenbeschichtung.

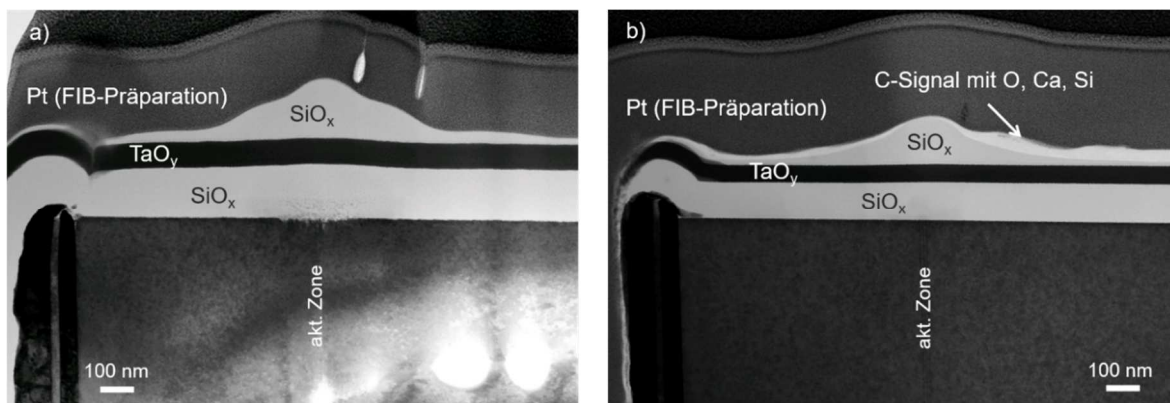


Abbildung 5.29: Hellfeld-STEM-Aufnahmen der Frontfacetten von zwei Lasern mit Phasen fallender und steigender Ausgangsleistung während der Alterung, a) mit einer Anfangsausgangsleistung von 25 mW und b) mit 12 mW

Durch die Alterung der Laser bildet sich auf der Ta_2O_5 -Schicht eine SiO_x -Schicht, deren Dickenverteilung in etwa der vertikalen Intensitätsverteilung der Lasermode entspricht. In Abbildung 5.29a ist dies für Laser 2 aus Kapitel 5.3.1 zu sehen. Im Zentrum beträgt die Dicke der entstandenen SiO_x -Schicht ca. 180 nm. Die stöchiometrische Zusammensetzung dieser Schicht ließ sich im TEM nicht bestimmen. Die Lamelle des Lasers 2 wurde während des FIB-Prozesses etwas zu stark abgedünnt. Das erklärt die Löcher im Halbleiter. An der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Facettenbeschichtung im Bereich der aktiven Zone fand ebenfalls eine leichte Zerstörung des Materials statt. Es lässt sich nicht zweifelsfrei klären, ob das nur durch den FIB-Prozess entstanden ist oder aufgrund einer Materialveränderung durch den Laserprozess hier mehr Material abgetragen wurde.

In Abbildung 5.29b ist die Frontfacette eines weiteren Lasers zu sehen. Hier ist keine Zerstörung des Halbleiters oder der Facettenbeschichtung im Bereich der aktiven Zone zu erkennen. Dieser Laser lief bei einer geringeren Ausgangsleistung von 12 mW und hat während der Alterung ebenfalls Phasen fallender und steigender Ausgangsleistung gezeigt. Auch hier ist eine SiO_x -Schicht mit vergleichbarer Dickenverteilung entstanden. Die maximale Dicke ist mit 140 nm etwas geringer. Zusätzlich konnten noch weitere Ablagerungen mit variierender Schichtdicke gefunden werden. Die Zusammensetzung dieser zusätzlichen Schicht ist nicht eindeutig zu bestimmen. So konnten ein eindeutiges C-Signal und Peaks bei O, Ca und Si gemessen werden.

Die gemessene Schichtdicke der Ta_2O_5 -Schicht stimmt bei diesem Laser mit der Zieldicke von 60 nm überein. Die SiO_2 -Schicht ist mit 120 nm Dicke jedoch 30 nm zu dünn. Da beide Riegel zeitgleich beschichtet wurden, lässt sich diese Variation der Schichtdicken nur durch Abschattungseffekte der Riegel untereinander erklären. Ist der Abstand zwischen den einzelnen Laserriegeln in der Halterung zu gering und variiert die exakte Resonatorlänge zwischen benachbarten Riegeln, werden die Riegel nicht mit der gleichen Menge Material beschichtet und es kommt zu variierenden Schichtdicken. Um dieses Problem zu beheben, wurden Abstandshalter zwischen den Riegeln in den Halter eingesetzt. Diese sind

50 μm kürzer als die Resonatorlänge der Laserriegel, sodass in Zukunft keine Abschattungseffekte mehr auftreten können.

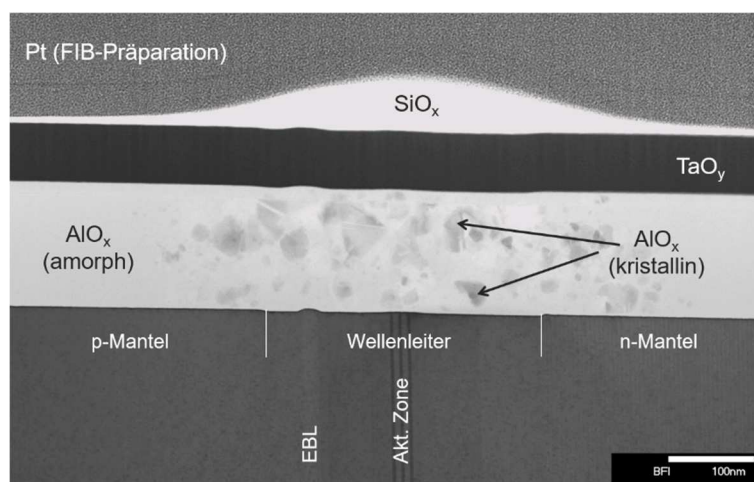


Abbildung 5.30: Hellfeld-STEM-Aufnahme der Frontfacette eines Lasers mit $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ta}_2\text{O}_5$ -Facettenbeschichtung nach der Alterung

Aufgrund der Dickenverteilung der SiO_x -Schicht, die während der Alterung entstanden ist, lässt sich schlussfolgern, dass der Effekt zur Bildung dieser Schicht photoinduziert ist. Das Material dafür kann aus der dünnen SiO_x -Schicht auf der Ta_2O_5 -Schicht stammen, welche sich unter Bestrahlung umverteilt. Eine andere Möglichkeit wäre, dass sich die Schicht während des Betriebs aus der Umgebungsatmosphäre bildet. Um die Herkunft dieser Ablagerung zu klären, wurde der Facettenbeschichtungsprozess umgestellt. Der Halter für die Laserriegel wurde abgedichtet, sodass bei der Rückseitenbeschichtung keine Abscheidung von Material auf der Frontfacette mehr möglich ist. Vor der Facettenbeschichtung wurde die Halbleiteroberfläche mit einem Ar-Sputterschritt gereinigt, um Verunreinigungen auf der Halbleiteroberfläche zu entfernen. Die SiO_2 -Schicht wurde durch eine Al_2O_3 -Schicht ersetzt. Somit ist prozessbedingt an der Laserfacette kein SiO_2 mehr vorhanden. In Abbildung 5.30 ist zu sehen, dass sich während der Alterung trotzdem eine SiO_2 -Schicht mit einer Dickenverteilung entsprechend der vertikalen Modenintensität bildet. Daher kann sich diese Schicht nur aus der Umgebungsatmosphäre der Laborluft bilden. Während des Betriebs haben sich in Bereichen der Lasermode innerhalb der amorphen Al_2O_3 -Schicht einzelne kristalline Strukturen gebildet, d. h. die verwendete Schicht ist unter Bestrahlung nicht stabil und somit ebenfalls eine Quelle für mögliche Degradationseffekte während der Alterung.

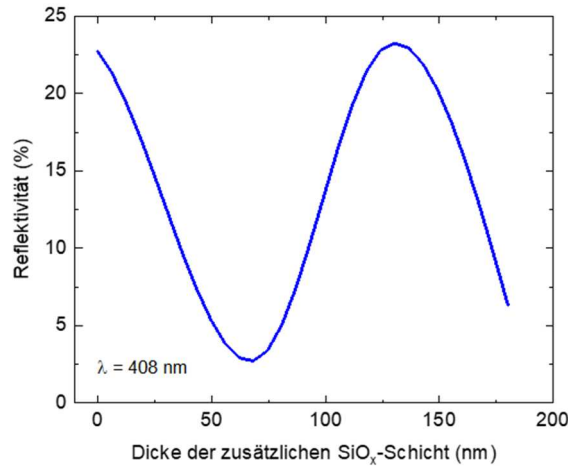


Abbildung 5.31: Berechnung der Reflektivitätsänderung der Frontfacette für die Standardfacettenbeschichtung bei Bildung einer zusätzlichen SiO_x-Schicht

Abschließend soll der Einfluss der sich bildenden SiO_x-Schicht auf die Laserparameter abgeschätzt werden. Hierfür werden zunächst zwei vereinfachende Annahmen getroffen. Die sich bildende SiO_x-Schicht hat die gleichen optischen Eigenschaften wie die abgeschiedene und die Dicke der Schicht ist homogen, d. h. deren eigentliche Linsenwirkung wird nicht betrachtet. In Abbildung 5.31 ist die Berechnung der sich ergebenden Reflektivität der Frontfacette in Abhängigkeit der Dicke der sich bildenden Schicht dargestellt. Hier sieht man das zu erwartende periodische Verhalten. Bis zu der gemessenen maximalen Schichtdicke von 180 nm variiert die Reflektivität dabei zwischen 23 % und 3 %. Die Spiegelverluste α_m des Laserresonators lassen sich nach

$$\alpha_m = \frac{1}{2 \cdot l_R} \ln \left(\frac{1}{R_F R_R} \right) \quad (5.1)$$

mit der Resonatorlänge l_R berechnen. Eine Verringerung der Frontfacettenreflektivität von 23 % auf 3 % würde für die hier verwendeten Laser eine Erhöhung der Spiegelverluste von 13 cm^{-1} auf 30 cm^{-1} bedeuten. Mit der analytischen Gleichung

$$I_{th} = J_{tr} \cdot A \cdot e^{\left(\frac{\alpha_m + \alpha_i}{\Gamma g_0} \right)} \quad (5.2)$$

lässt sich die Auswirkung der erhöhten Spiegelverluste auf die Laserschwelle I_{th} berechnen. Die Transparenzstromdichte J_{tr} und die internen Verluste α_i wurden mit $0,7 \text{ kA/cm}^2$ und 35 cm^{-1} aus [60] angenommen. Als modaler Gewinn Γg_0 wurde, entsprechend den Simulationen in Kapitel 2.3, 37 cm^{-1} verwendet. Die Fläche A des gepumpten Bereichs wurde mit der Fläche des p-Kontakts von $1,8 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ angenähert. Mit diesen Annahmen würde sich die Laserschwelle von 45 mA auf 72 mA erhöhen. Damit wäre der Einfluss dieser Schicht noch höher als er bei den gemessenen Lasern beobachtet wurde. Durch diese grobe Abschätzung sollte gezeigt werden, dass die entstandene Schicht die Ursache für die beobachtete Erhöhung der Laserschwelle sowie den zugehörigen Veränderungen im An-

stieg der Ausgangsleistung sein kann. Die Linsenwirkung der Schicht verändert durch die Rückreflexion ebenfalls die Geometrie des Resonators. Dies kann die beobachteten Veränderungen im Nahfeld und im Spektrum erklären.

In diesem Kapitel wurden Degradationseffekte der optischen Ausgangsleistung bei stabiler Betriebsspannung untersucht. Variationen der gemessenen Laserparameter konnten auf die Bildung einer linsenförmigen SiO_x -Schicht auf der Frontfacette zurückgeführt werden. Diese Schicht scheidet sich durch eine photoinduzierte Reaktion aus der Umgebungsluft ab. In verschiedenen Studien konnten photoinduzierte Oxidationen der Frontfacette von AlInGaN-basierten Laserdioden nach Minuten des Laserbetriebs nachgewiesen werden [44-46]. Jedoch handelte es sich hierbei um unbeschichtete Laserfacetten. Die Verwendung einer Facettenbeschichtung oder der Betrieb in einer inerten Atmosphäre verlangsamte oder verhinderte die ablaufenden Prozesse innerhalb des Beobachtungszeitraums [44-46]. Marona et al. [47] haben Degradationsuntersuchungen an Laserfacetten, für ähnliche Betriebsdauern wie in dieser Arbeit gezeigt, durchgeführt. Hier hat sich auf der Halbleiteroberfläche eine GaO_x -Schicht ähnlich in Form und Ausprägung wie die hier gezeigte SiO_x -Schicht gebildet. Diese entstand sowohl bei beschichteten als auch bei unbeschichteten Laserfacetten. Jedoch konnte eine Abhängigkeit von der Photonenenergie festgestellt werden. Dieser Effekt wurde bei Lasern mit einer Emissionswellenlänge von 390 nm nachgewiesen, bei einer Emissionswellenlänge von 430 nm trat er nicht mehr auf. Hier wurde, wie auch in [44-46], Feuchte in der Atmosphäre als treibende Kraft der Facetendegradation identifiziert. Durch die Verwendung einer inerten und trockenen Atmosphäre konnten stabile Ausgangsleistungen von mehreren 100 h erzielt werden. Daher sollten für eine weitere Verbesserung der Stabilität der hier gezeigten Laserdioden Studien zum Einfluss und der Zusammensetzung der Umgebungsluft durchgeführt werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Zu Beginn dieser Arbeit wurden bereits am FBH gewachsene Epitaxiestrukturen zu RW-Lasern prozessiert. Im Durchschnitt konnten jedoch weniger als 30 % der auf dem Wafer befindlichen Laserchips für cw-Messungen verwendet werden. Nicht optimierte Prozessschritte führten zum Verlust von einzelnen Chips bis hin zu größeren Waferarealen. Zu diesem bereits im Herstellungsprozess ersichtlichen Verlust von Laserdioden kam das Nichtfunktionieren von Bauelementen bei der ersten elektrischen Charakterisierung im gepulsten Betrieb. Laserdioden, die sich für den cw-Betrieb eigneten, hatten maximale Lebensdauern von wenigen Stunden. Aus dieser Ausgangssituation leiteten sich zwei Zielstellungen für diese Arbeit ab. Zum einen sollte durch die Optimierung der Prozesstechnologie die Ausbeute an cw-fähigen Laserdioden deutlich erhöht werden. Zum anderen galt es, längere Lebensdauern der Laserdioden zu realisieren. Hierfür mussten die zugrundeliegenden Degradationseffekte identifiziert und prozesstechnische Lösungen entwickelt werden. Eine Optimierung der Epitaxie fand im Rahmen dieser Arbeit nicht statt. Im Nachfolgenden werden die wesentlichen Entwicklungsschritte noch einmal zusammengefasst und weitere Optimierungsmöglichkeiten aufgezeigt.

Der kritischste Prozessschritt in Bezug auf die Ausbeute von messfähigen Laserchips ist das Abdünnen der GaN-Substrate. Ein Bruch des Wafers führt, je nach Menge und Größe der Bruchstücke, direkt zum Verlust von Wafermaterial. Für die spätere Facettenbeschichtung sind Laserriegel mit definierter Länge notwendig. Da die Bruchkanten in der Regel entlang der Kristallachsen verlaufen, können die Brüche in einem Winkel von 30° bzw. 60° zur Facette durch die Laserriegel führen und somit einen zusätzlichen Verlust an beschichtungsfähigem Material bewirken. Durch eine systematische Variation der Prozessparameter konnte die Waferbruchrate von etwa 65 % auf 10 % verringert werden. Entscheidend hierfür war der Wechsel des Lappkorns von Borcarbid zum härteren Siliziumcarbid bei gleichzeitiger Erhöhung der Lappkorngröße von 9 μm auf 27 μm und des Anpressdrucks von etwa 16 g/cm^2 auf 25 g/cm^2 . Ein abschließender kurzer Lappschritt mit dem 9 μm Borcarbidkorn erhöhte die Oberflächengüte und reduzierte die Störschichtdicke. Dadurch konnte die Zieldicke des Substrats, ohne eine erneute Erhöhung der Bruchrate, von 200 μm auf 150 μm verringert werden.

In direktem Zusammenhang mit dem Abdünnprozess steht das Vereinzeln des Wafers in Laserriegel. Hierbei ist sowohl die Spalttreue zur Erzeugung von Laserriegeln mit definierter Länge als auch die Qualität der Spaltflächen von Bedeutung. Aufgrund der typischen Abmessungen eines Laserriegels von 0,6 mm x 12 mm ist sofort ersichtlich, dass Abweichungen von der vorgegebenen Spaltstraße schnell zum Verlust des gesamten Riegels füh-

ren können. Um dies zu verhindern, wurde anstelle des Diamantritzprozesses ein Laserritzprozess etabliert. Als optimale Ritztiefe hat sich etwa 60 % der Substratdicke herausgestellt. Wichtig ist hierbei, dass der Pulsüberlapp auch während der Beschleunigungsphasen der Ritzung durch eine Anpassung der Pulsfrequenz konstant gehalten wird. Anderenfalls kommt es zur laserinduzierten Rissbildung im Wafer und damit verbunden zum potentiellen Verlust von einzelnen Laserdioden. Dieser Laserritzprozess führte zusammen mit den entwickelten Trenngräben und den auf 150 μm abgedünnten Substraten zu einer Ausbeute von über 90 % an Laserriegeln, deren Spaltflächen nur in der jeweils vorgegebenen Spaltstraße verlaufen.

Die Qualität der erzeugten Spaltflächen im Bereich der Lichtauskopplung hat einen direkten Einfluss auf Laserparameter wie bspw. die Laserschwelle und damit einhergehend auf die Reproduzierbarkeit vieler Laserparameter. So wurde gezeigt, dass sich mit dem entwickelten Spaltprozess die Streuung der Laserswellenstromdichte von Riegel zu Riegel und von Diode zu Diode von etwa 2 kA/cm^2 auf 0,5 kA/cm^2 reduzieren lässt. Dennoch lassen sich regelmäßig Dioden mit ausgeprägten Terrassen im Bereich der Lichtauskopplung finden. Untersuchungen an kommerziellen GaN-Laserdioden haben gezeigt, dass die Substratdicken hier zwischen 80 μm und 100 μm liegen. Somit wären eine weitere Optimierung des Abdünnprozesses in Richtung dünnerer Wafer und eine damit verbundene Verbesserung der Facettenqualität wünschenswert. Ein möglicher Ansatzpunkt, um den Waferbruch bei zu geringen Substratdicken zu verhindern, wäre eine Reduzierung der durch das Lappen erzeugten Störschichtdicke mittels nass- oder trockenchemischer Ätzverfahren.

Das elektrische Durchbrechen der Laserdioden im Puls- oder cw-Betrieb ließ sich auf Metallüberhänge an der Laserfacette zurückführen. Diese erzeugten einen elektrischen Nebenschluss vom p-Kontakt zur n-leitenden Seite des Halbleiters. Durch das Zurückziehen der Metallisierung von der Chipkante konnte dieses Problem vollständig beseitigt werden. Die Gesamtheit dieser technologischen Optimierungen bewirkte die gewünschte Erhöhung der Ausbeute an cw-fähigen Laserdioden.

In einem ersten Schritt zur Erhöhung der Lebensdauer sollte der p-Kontaktwiderstand und damit die Betriebsspannung der Laserdioden reduziert werden. Hierfür wurde die Struktur des verwendeten Pd/p-GaN-Kontakts im TEM untersucht. Dabei wurden Hohlräume an der Grenzschicht und Löcher in der Pd-Schicht gefunden. Durch eine verlängerte Hochheizphase während der Formierung und der Verwendung einer zusätzlichen Pt-Schicht oberhalb der Pd-Kontaktschicht konnte die Lochbildung verhindert und die Bildung von Hohlräumen minimiert werden. Weiterhin wurde die Wirkung verschiedener Oberflächenreinigungen mittels XPS-Untersuchungen analysiert und daraus eine Reinigungsprozedur zur Verringerung der Kontaktwiderstände abgeleitet. Ebenfalls wurden verschiedene Aktivierungsbedingungen zur Herstellung der p-Leitfähigkeit auf ihren Einfluss auf die Kon-

taktwiderstände untersucht. Durch die Summe all dieser Maßnahmen konnte der spez. p-Kontaktwiderstand um ca. eine Größenordnung auf $\rho_c \approx 3 \times 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ reduziert werden. Der anvisierte spez. Kontaktwiderstand von $\rho_c \leq 3 \times 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ wurde jedoch nicht erreicht. Um dieses Ziel zu erreichen und somit den Spannungsabfall am Kontakt zu begrenzen, sollte zukünftig eine systematische Variation der Wachstumsbedingungen (Wachstumstemperatur, -rate und Mg-Dotierung) der abschließenden hochdotierten GaN:Mg-Schicht in Kombination mit einer Optimierungsschleife der Kontakttechnologie erfolgen.

Durch die Alterungsuntersuchungen konnte als stabilitätsbegrenzender Degradationsprozess die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation identifiziert werden. Hierbei steigt im cw-Betrieb die Spannung der Laserdiode S-förmig an. Während des Spannungsanstiegs erhöht sich die Laserschwelle und die Ausgangsleistung nimmt ab. Dieser Degradationsprozess wurde zunächst an Breitstreifenlasern untersucht. An charakteristischen Zeitpunkten der Alterung konnten keine Veränderungen des p-Kontakts gemessen werden. Eine Verringerung der Mg-Dotierung führte zu einer beschleunigten Alterung. Daraus ergab sich, dass dieser Degradationsprozess mit der p-Leitfähigkeit des Halbleiters zusammenhängt. Durch eine Veränderung der Aktivierungsbedingungen von einer in-situ Aktivierung im MOCVD-Reaktor unter Stickstoffatmosphäre hin zu einem ex-situ Prozess in einem RTA-Ofen unter Stickstoff-Sauerstoffatmosphäre (Verhältnis 7:3) konnte das Verhältnis von Mg- zu H-Konzentration von 3 auf 20 erhöht und dieser Degradationseffekt unterdrückt werden.

Die Verwendung der optimierten Aktivierungsbedingungen führte bei der Alterung von RW-Lasern bei vergleichbaren Stromdichten nicht zu stabilen Betriebsspannungen. Durch systematische Untersuchungen von Variationen in der Prozesstechnologie und den Alterungsbedingungen konnten weitere Einflussfaktoren auf die gekoppelte Spannung-Lichtleistungsdegradation identifiziert werden. So verschiebt sich der Spannungsanstieg zu einem späteren Zeitpunkt, wenn eine geringere Stromdichte oder bei konstanter Stromdichte eine größere Rippenbreite verwendet werden. Eine Verringerung der Rippenätztiefe weiter weg vom EBL führt zu einem veränderten Alterungsverhalten bei dem sich kein Bereich stabiler Betriebsspannung einstellen lässt. Einflussfaktoren, welche vornehmlich die p-Leitfähigkeit des Halbleiters beeinflussen, haben die gleiche Wirkung wie bereits bei den Breitstreifenlasern beobachtet. Die Verwendung eines wasserstoffarmen Dielektrikums (SiO_2 anstatt SiN_x) sowie die Erhöhung der Alterungstemperatur verschieben den Anstieg der Betriebsspannung zu einem späteren Zeitpunkt. Unter Ausnutzung all dieser Randbedingungen ließen sich RW-Laser mit Schwellenstromdichten und -spannungen von $2,5 \text{ kA/cm}^2$ und $5,5 \text{ V}$ prozessieren, welche bei Raumtemperatur und Anfangsausgangsleistungen zwischen 10 mW bis 20 mW Lebensdauern von mehreren 100 h bei stabiler Betriebsspannung aufwiesen (siehe Abbildung 6.1).

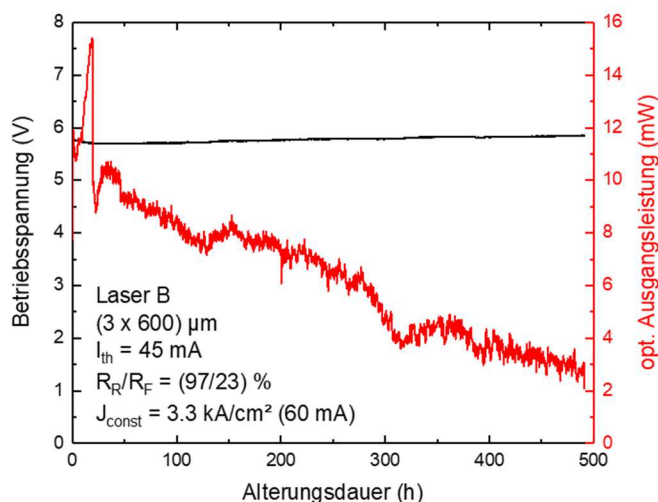


Abbildung 6.1: Dauerstrichbetrieb eines Lasers mit stabiler Betriebsspannung über 500 h an Luft

Auch wenn im Rahmen dieser Arbeit kein vollständiges physikalisches Bild der Entstehung des Spannungsanstiegs in Abhängigkeit von einzelnen Epitaxieschichten entwickelt werden konnte, ließ sich aufgrund verschiedener Experimente der in der Heterostruktur kritische Bereich auf die Mg-dotierten Schichten eingrenzen. Jedoch führte bspw. eine weitere Reduzierung der H-Konzentration nicht zu stabilen Betriebsspannungen. EL-Untersuchungen an gealterten RW-Lasern deuteten auf eine räumliche Veränderung des Löcherstroms zur aktiven Zone während der Alterung hin. Um Laserdioden mit stromdichteunabhängig stabilen Betriebsspannungen herstellen zu können, sollten daher weiterführende Optimierungen der Mg-dotierten Epitaxieschichten durchgeführt werden. So konnte bereits für GaN-basierte Laserdioden gezeigt werden, dass sich die Wachstumsbedingungen des EBLs direkt auf die Lebensdauer der Bauelemente auswirken [38]. Weiterhin kann die Verwendung einer GaN:Mg-Schicht als Wellenleiter oberhalb des EBLs zur Entstehung eines 2D-Lochgases an der Grenzfläche zwischen diesen beiden Schichten führen. Dies könnte ein Grund für die Abhängigkeit der Stabilität der Laserdiode von der Rippenätztiefe sein. Die Verwendung eines Epitaxiedesigns, bei dem der EBL zwischen Wellenleiter und Mantelschicht liegt, könnte die Abhängigkeit von der Rippenätztiefe verringern.

Durch die vorgenommenen Technologieoptimierungen ließen sich Laserdioden bis zu bestimmten Stromdichten spannungsstabil betreiben. Dies erlaubte die Identifizierung eines weiteren Degradationsmechanismus. So führt unter Laboratmosphäre der cw-Laserbetrieb zur Bildung einer SiO_x -Schicht auf den Laserfacetten. Dies sorgt für eine Modulation der Facettenreflektivität. Die Folge sind Instabilitäten der Laserleistung (vgl. erste 50 h in Abbildung 6.1). Da als Quelle für die Ablagerungen die Laboratmosphäre identifiziert werden konnte, sollten hermetische Einhausungen der Laser in definierten Atmosphären dieses Problem lösen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit können als Grundlage für weitere Untersuchungen von Degradationsmechanismen verwendet werden. So erlauben Lebensdauern von mehreren 100 h Experimente zu bekannten Degradationsprozessen, wie bspw. der Generation von nichtstrahlenden Rekombinationszentren in der aktiven Zone [38-43]. In diesem Zusammenhang kann auch die Verwendung von Substraten mit niedrigeren Versetzungsdichten im Bereich 10^5 cm^{-2} zu einer weiteren Erhöhung der Lebensdauer führen. Prozessoptimierungen aus dieser Arbeit halfen bereits bei der Realisierung von gepulsten Trapez-, DBR- und DFB-Lasern [140]. Aufgrund der verbesserten Spannungsstabilität konnte für DBR- und DFB-Laser [141] auch der cw-Betrieb demonstriert werden. Mit weiteren Entwicklungen zur Erhöhung der Lebensdauer dieser Bauelemente könnte sich das FBH spannende Anwendungsfelder bspw. in der Quantentechnologie erschließen.

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1: Die verwendete Epitaxiestruktur: in a) schematische (nicht maßstabsgetreue) Darstellung der einzelnen Schichten und in b) Simulation der geführten transversalen Mode bei einer Wellenlänge von 405 nm mit dem berechneten Füllfaktor Γ und dem vertikalen Fernfeldwinkel vff	6
Abbildung 2.2: Schematische (nicht maßstabsgetreue) Darstellung des Breitstreifenlaserprozesses	8
Abbildung 2.3: Schematische (nicht maßstabsgetreue) Darstellung des Rippenwellenleiterprozesses (p-Kontaktmetallisierung identisch wie beim Breitstreifenlaser und hier nicht explizit dargestellt)	10
Abbildung 2.4: Rasterelektronenmikroskopaufnahme des Querschnitts eines 3 μm breiten Rippenwellenleiters mit geneigten Rippenkanten und einer Rippenätzung bis zum EBL: links mittels Detektion der Rückstreuielektronen und rechts der Sekundärelektronen.....	11
Abbildung 2.5: Simulationen des modalen Gewinns der lateralen Grundmode sowie der 1. Obermode in Abhängigkeit der Rippenbreite sowie eine Abschätzung zur maximalen Rippenbreite für lateralen Grundmodebetrieb in Abhängigkeit des verwendeten Isolators	13
Abbildung 2.6: Schematische (nicht maßstabsgetreue) Darstellung des Messprinzips zur Aufnahme von IV-Kennlinien bei Breitstreifenlasern in der p-zu-n und p-zu-p Konfiguration	16
Abbildung 2.7: Überlagerung der Kamerabilder des Chips und der Au-Microstuds zur korrekten Platzierung der Laserdiode auf dem Submount	18
Abbildung 3.1: Bilder der Pd-Kontaktschicht nach dem Formierungsschritt: a) im Lichtmikroskop und b) im REM	24
Abbildung 3.2: TEM-Aufnahmen der Pd/GaN-Grenzfläche, links: vor der Formierung und rechts: nach der Formierung	25
Abbildung 3.3: Bilder der Pt-Kontaktschicht nach der Formierung, links: im Lichtmikroskop und rechts: Pt/GaN-Grenzfläche im TEM	26
Abbildung 3.4: Schematischer Vergleich des Standard-RTA-Programms mit dem entwickelten Plateauprogramm für die Formierung der Pd-basierten p-Kontakte.....	26

Abbildung 3.5: TEM-Aufnahme der Pd/GaN-Grenzfläche nach Verwendung einer Pd-Opferschicht und Formierung mit dem Plateauprogramm	27
Abbildung 3.6: Oberflächenzusammensetzung in Abhängigkeit der Vorreinigung (Abbildung entnommen aus [92]).....	28
Abbildung 3.7: Abhängigkeit des spez. Kontaktwiderstands der Pt-basierten p-Kontakte von der Formierungstemperatur und als Referenz der Pd-basierte Kontakt mit optimierter Formierungstemperatur	29
Abbildung 3.8: Einfluss der Technologievariationen auf die spez. Kontaktwiderstände von Pd- und Pt-basierten p-Kontakten.....	30
Abbildung 3.9: Spez. Kontakt- und Schichtwiderstände aus den TLM-Messungen bei verschiedenen Messströmen für unterschiedlich aktivierte Proben	32
Abbildung 3.10: Spez. Kontakt- und Schichtwiderstände aus den TLM-Messungen für unterschiedliche Aktivierungsdauern unter sauerstoffhaltiger Atmosphäre bei a) 820 °C und b) 660 °C.....	33
Abbildung 3.11: Vergleich der durch SIMS gemessenen Wasserstoffkonzentrationen unterschiedlich aktivierter Proben	34
Abbildung 3.12: Vergleich von REM-Bildern der Kantenbedeckung von SiN _x -Abscheidungen in verschiedenen Reaktortypen, links: PECVD-Anlage und rechts: ICPECVD-Anlage	37
Abbildung 3.13: REM-Aufnahme mit den zugehörigen EDX-Messpunkten der löchrigen Pd-Kontaktschicht nach der SiN _x -Beschichtung und anschließender Entfernung	39
Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der einzelnen Abtragsprozesse während des Läppens (Abbildung entnommen aus [100])	40
Abbildung 3.15: Lichtmikroskopbild der zerkratzten Waferrückseite nach der Bearbeitung mit dem B ₄ C-Läppkorn	43
Abbildung 3.16: Beim alleinigen Läppen mit dem 27 µm SiC-Korn entstehen am Ende der Bearbeitung einzelne GaN-Inseln und vereinzelt Risse (aufgenommen im Lichtmikroskop).	43
Abbildung 3.17: Lichtmikroskopbild der Waferrückseite: Durch die Verwendung eines zweistufigen Abdünnprozesses mit einem 27 µm SiC-Korn und anschließend einem 9 µm B ₄ C-Korn lassen sich Kratzer am Ende des Prozesses verhindern.	44

- Abbildung 3.18:** Lichtmikroskopbild eines prozessierten Einzelchips mit metallischer Basisschicht bis zur Chipkante und darauf erfolgter Au-Galvanik 46
- Abbildung 3.19:** Im cw-Betrieb fallen Laserdioden mit Basismetallisierung bis zur Chipkante häufig durch facettennahe Durchbrüche fatal aus (Lichtmikroskopbilder obere Reihe). REM-Bilder (untere Reihe) zeigen in nicht zerstörten Bereichen metallische Überhänge, die teilweise angeschmolzen sind. 47
- Abbildung 3.20:** Schematische (nicht maßstabsgetreue) Darstellung der zwei verwendeten Varianten zur Definition der Rippe 48
- Abbildung 3.21:** Metallüberhänge und typische facettennahe Ausfälle bei Laserdioden mit Grabenätzung zur Rippendefinition..... 49
- Abbildung 3.22:** Lichtmikroskopbild eines prozessierten und aufgebauten Einzelchips mit aufgedampfter und zurückgezogener Verstärkungsmetallisierung 49
- Abbildung 3.23:** Veranschaulichung der Spaltrichtung und -ebene zur Erzeugung von Laserfacetten anhand der Einheitszelle der hexagonalen Wurtzitstruktur des GaNs..... 51
- Abbildung 3.24:** Ein Breitstreifenlaserriegel bricht beim Vereinzeln nach dem Diamantritzen entlang der m-Ebenen und willkürlicher Richtungen (Lichtmikroskopaufnahme). 52
- Abbildung 3.25:** Lichtmikroskopaufnahme von Rissen entlang der m-Ebenen, die beim Laserritzen entstanden sind 53
- Abbildung 3.26:** Vergleich der Ritzform in Abhängigkeit des Laserbetriebsmodus für a) im standard mode und b) im synchronic mode 53
- Abbildung 3.27:** Lichtmikroskopbilder in a): Kombination aus Laserritzprozess und Trenngräben vermeidet die Erzeugung von Rissen und in b) Trenngrabenkante definiert die Spaltebene..... 54
- Abbildung 3.28:** Vergleich der Streuung der Laserschwelle zweier Testfelder eines Wafers als Indikator für die erzeugte Facettenqualität mittels Diamantritzprozess und optimierten Laserritzprozess..... 55
- Abbildung 4.1:** Typische Verläufe der Betriebsspannung und der Ausgangsleistung eines in-situ aktivierten RW-Lasers während des Dauerstrichbetriebs 57
- Abbildung 4.2:** Laserkennlinien aufgenommen im Pulsbetrieb für verschiedene Kombinationen aus Aktivierungsmethode und p-Kontaktmetall 58

Abbildung 4.3: Simulation der Abhängigkeit der modalen Absorption von der Lasingwellenlänge für in-situ und ex-situ aktivierte Laser	60
Abbildung 4.4: IV-Kennlinien verschiedener Kombinationen aus Aktivierungsmethode und p-Kontaktmetall: a) in p-zu-n Konfiguration und b) in p-zu-p Konfiguration.....	61
Abbildung 4.5: IV-Kennlinien von Lasern mit unterschiedlichen ex-situ Aktivierungen und Pd/Pt als p-Kontaktmetall: a) in p-zu-n Konfiguration und b) in p-zu-p Konfiguration	63
Abbildung 4.6: Entwicklung der Betriebsspannung während des Dauerstrichbetriebs in Abhängigkeit der verwendeten Technologie, markierte IV-Kennlinien werden im Text detailliert besprochen (Daten aus [97] entnommen).....	65
Abbildung 4.7: IV-Kennlinien der in-situ aktivierten Laser mit Pt-p-Kontakt zu unterschiedlichen Zeiten der Alterung: a) in p-zu-n und b) in p-zu-p Konfiguration	66
Abbildung 4.8: IV-Kennlinien der Laser mit Pd/Pt-p-Kontakt zu unterschiedlichen Zeiten der Alterung: a) in p-zu-n und b) in p-zu-p Konfiguration.....	67
Abbildung 4.9: Verlauf der Betriebsspannungen von unterschiedlich ex-situ aktivierten Breitstreifenlasern während der Alterung.....	68
Abbildung 4.10: SIMS-Messungen der Mg- und H-Konzentrationen von unterschiedlich hoch Mg-dotierten Breitstreifenlasern nach der in-situ Aktivierung.....	69
Abbildung 4.11: Verlauf der Betriebsspannung im Dauerstrichbetrieb eines Breitstreifenlasers mit reduzierter Mg-Dotierung	69
Abbildung 4.12: Zusammenhang der a) Zunahme der Betriebsspannung mit b) dem Abfall der Intensität der spontanen Emission eines in-situ aktivierten Breitstreifenlasers	73
Abbildung 4.13: Entwicklung der a) Betriebsspannung und b) der Intensität der spontanen Emission eines ex-situ aktivierten Breitstreifenlasers während des Dauerstrichbetriebs....	74
Abbildung 4.14: Gepulste Laserkennlinien vor und nach der Alterung von ex-situ aktivierten Breitstreifenlasern.....	74
Abbildung 4.15: Alterung eines in-situ aktivierten Breitstreifenlasers: in a) Entwicklung der Betriebsspannung und in b) zugehörige gepulste Laserkennlinien zu Beginn und Ende der Alterung	75
Abbildung 5.1: Typische IV-Kennlinien einzelner Laser der Laserstrukturen A, D und E, welche mehrmals vermessen wurden	80

Abbildung 5.2: Typische IV-Kennlinien von mehrfach gemessenen Lasern der Struktur B und C; die Pfeilrichtung zeigt den Verlauf von der ersten zur letzten Messung.....	80
Abbildung 5.3: Mehrfach gemessene IV-Kennlinien eines Lasers der Struktur B und die Wiederholung der Messung nach 24 h; die Pfeilrichtung zeigt den Verlauf von Messung 1 zu Messung 20.....	81
Abbildung 5.4: Prinzipskizze des TAT-Prozesses bei blauen LED-Strukturen (Bild entnommen aus [126]).....	81
Abbildung 5.5: Simulierte IV-Kennlinien blauer LEDs mit den Stromkomponenten aus TAT-Prozessen mit verschiedenen Defektzuständen (Bild entnommen aus [126]).....	82
Abbildung 5.6: Vergleich von LIV-Kennlinien im gepulsten und Dauerstrichbetrieb einer Diode der Struktur B mit Rippenätzung durch die aktive Zone.....	84
Abbildung 5.7: Vergleich von LIV-Kennlinien im gepulsten und Dauerstrichbetrieb zweier Dioden der Strukturen C und E.....	84
Abbildung 5.8: Lebensdauerermessung unterhalb der Laserschwelle einer Laserdiode der Struktur A mit einer 40 μm breiten Rippe und SiN_x -Isolator, in a) Verlauf der Betriebsspannung und b) Entwicklung der Spektren der spontanen Emission.....	86
Abbildung 5.9: Typischer Alterungsverlauf eines Lasers der Struktur A (mit SiN_x -Isolator), in a) Spannungsverlauf innerhalb von 50 h und in b) Abfall der Ausgangsleistung innerhalb der ersten 5 h.....	87
Abbildung 5.10: Verlauf der Betriebsspannung sowie der Ausgangsleistung eines Lasers der Struktur B während des Dauerstrichbetriebs.....	88
Abbildung 5.11: Verlauf der Betriebsspannungen während der Alterung in Abhängigkeit der verwendeten Stromdichten für a) Struktur B und b) Struktur A.....	90
Abbildung 5.12: In a) Verlauf der Betriebsspannung und der Ausgangsleistung eines Lasers der Struktur B und in b) Messungen der LIV-Kennlinien im Dauerstrichbetrieb zu Beginn und nach der Alterung der Laserdiode.....	90
Abbildung 5.13: Alterungsverhalten von zwei Lasern der Struktur B bei gleicher Stromdichte mit a) einem kontinuierlichen Abfall und in b) mit verschiedenen Phasen des Abfalls und Anstiegs der optischen Ausgangsleistung.....	91
Abbildung 5.14: Vergleich der Spannungsverläufe der unterschiedlichen Ätztiefen innerhalb der Struktur B bei konstanter Stromdichte in a) für 2 μm breite und in b) für 3 μm breite Rippenwellenleiter.....	93

Abbildung 5.15: Verlauf der Betriebsspannungen zweier Laserdioden der Struktur C bei zwei verschiedenen Stromdichten	94
Abbildung 5.16: Vergleich der zeitlichen Abhängigkeit des Spannungsanstiegs bei unterschiedlichen Rippenbreiten und verschiedenen Stromdichten.....	95
Abbildung 5.17: Alterungskurven der Struktur D in a) bei einer Stromdichte oberhalb der Laserschwelle und in b) unterhalb der Laserschwelle, aber vergleichbar zu den anderen Laserstrukturen	96
Abbildung 5.18: Typisches Alterungsverhalten im Dauerstrichbetrieb eines Lasers der Struktur E.....	97
Abbildung 5.19: Vergleich der Alterung zweier Laser der Struktur B bei gleicher Stromdichte und unterschiedlicher Wärmesenktemperatur.....	98
Abbildung 5.20: Aufnahmen der EL-Verteilungen bei unterschiedlichen Strömen von einem nicht gealterten und einem gealterten Laser der Laserstruktur B	100
Abbildung 5.21: Vergleich der temperaturabhängigen EL-Verteilungen eines nicht gealterten Lasers und eines gealterten Lasers der Laserstruktur B	101
Abbildung 5.22: Entwicklung der EL-Verteilung über die Zeit am Beispiel eines Lasers der Struktur D bei Betrieb mit einer Stromdichte von $11,1 \text{ kA/cm}^2$	103
Abbildung 5.23: Dauerstrichmessungen des Lasers 1 bei stabiler Betriebsspannung: a) Verlauf der Ausgangsleistung über der Zeit und b) LIV-Kennlinien vor und nach der Alterung.....	109
Abbildung 5.24: Alterungsdauerabhängige Entwicklung des Spektrums von Laser 1....	110
Abbildung 5.25: Nahfeldmessungen des Lasers 1 bei verschiedenen Strömen vor und nach der Alterung, links: Bilder der Intensitätsverteilungen und rechts: laterale Linienscans durch diese Intensitätsverteilungen	111
Abbildung 5.26: Verlauf der Degradation der optischen Ausgangsleistung bei stabiler Betriebsspannung für Laser 2: a) Entwicklung über die Zeit und b) LIV-Kennlinien an markanten Punkten der Alterungsmessung	111
Abbildung 5.27: Entwicklung des Spektrums von Laser 2 während der Alterungsmessung	112
Abbildung 5.28: Dunkelfeld-STEM-Aufnahme der Frontfacette eines nicht gealterten Lasers.....	113

Abbildung 5.29: Hellfeld-STEM-Aufnahmen der Frontfacetten von zwei Lasern mit Phasen fallender und steigender Ausgangsleistung während der Alterung, a) mit einer Anfangsausgangsleistung von 25 mW und b) mit 12 mW	114
Abbildung 5.30: Hellfeld-STEM-Aufnahme der Frontfacette eines Lasers mit $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ta}_2\text{O}_5$ -Facettenbeschichtung nach der Alterung	115
Abbildung 5.31: Berechnung der Reflektivitätsänderung der Frontfacette für die Standardfacettenbeschichtung bei Bildung einer zusätzlichen SiO_x -Schicht.....	116
Abbildung 6.1: Dauerstrichbetrieb eines Lasers mit stabiler Betriebsspannung über 500 h an Luft	122

Tabellenverzeichnis

Tabelle 3.1: Wasserstoffgehalt der verwendeten Isolatoren in Abhängigkeit vom Material und der Reaktorgeometrie	38
Tabelle 3.2: Zusammenfassung der verwendeten Prozessparameter für das Längen der GaN-Substrate und der sich daraus ergebenden Prozesseigenschaften.....	42
Tabelle 5.1: Zusammenstellung der vorgenommenen Variationen vom Standardprozessablauf.....	77

Abkürzungsverzeichnis

α_i	Interne Verluste
α_m	Spiegelverluste
Γ	Füllfaktor
Γ_{g0}	Modaler Gewinn
λ	Wellenlänge
ρ_c	Spezifischer Kontaktwiderstand
Φ_M	Austrittsarbeit Metall
χ_s	Elektronenaffinität
A	Fläche des gepumpten Bereichs
Al	Alluminium
Ar	Argon
Au	Gold
B ₄ C	Borcarbid
BCl ₃	Bortrichlorid
C	Kohlenstoff
Ca	Calcium
CCD	Charge-coupled Device
Cl ₂	Chlor
C-Mount	Wärmesenke für Laser
Cu	Kupfer
cw-Betrieb	Dauerstrichbetrieb
d	Ritztiefe
DFB-Laser	Distributed Feedback-Laser
DBR-Laser	Distributed Bragg Reflector-Laser
d _{RLZ}	Weite der Raumladungszone
EBL	Elektronenblockierschicht
EDX	Energiedispersive Röntgenspektroskopie
E _g	Bandlücke
EL-Mikroskopie	Elektrolumineszenz-Mikroskopie
ELOG	Laterales epitaktisches Wachstum
ERDA	Elastische Rückstredetektionsanalyse
FBH	Ferdinand-Braun-Institut gGmbH, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik
FIB	Focused Ion Beam
Ga	Gallium

GaN	Galliumnitrid
GaO _x	Galliumoxid
H	Wasserstoff
HF	Fluorwasserstoff
H ₂ O	Wasser
ICPECVD	Induktiv gekoppelte plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung
In	Indium
I _{th}	Schwellenstrom
IV-Kennlinien	Strom-Spannungskennlinien
J	Stromdichte
J _{tr}	Transparenzstromdichte
k	Spannungskonzentrationsfaktor
LED	Leuchtdiode
LIV-Kennlinien	Licht-Strom-Spannungskennlinien
LMS	Lasermikrostrukturierung
l _R	Resonatorlänge
Mg	Magnesium
Mo	Molybdän
MOCVD	Metallorganische Gasphasenepitaxi
N	Stickstoff
N _A	Akzeptornettkonzentration
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser
n _{eff}	Effektiver Brechungsindex
n _{effM}	Effektiver Brechungsindex seitlich der Rippe
n _{effRW}	Effektiver Brechungsindex unterhalb der Rippe
NH ₃ /NH _x	Ammoniak/nicht vollständig dissoziierte Ammoniakmoleküle
Ni	Nickel
N _M	Anzahl ausbreitungsfähiger Moden
O ₂	Sauerstoff
Pb	Blei
Pd	Palladium
PECVD	Plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung
Pt	Platin
REM	Rasterelektronenmikroskop
r	Radius Diamantspitze
R _F	Reflektivität Frontfacette
R _R	Reflektivität Rückfacette
RTA	Rapid Thermal Annealing
RW	Rippenwellenleiter

Se	Selen
SF ₆	Schwefelhexafluorid
Si	Silizium
SiC	Siliziumcarbid
SiH ₄ /SiH _x	Silan/nicht vollständig dissoziierte Silanmoleküle
SIMS	Sekundärionen-Massenspektrometrie
Si ₃ N ₄ /SiN _x	Siliziumnitrid
SiO ₂ /SiO _x	Siliziumdioxid
Sn	Zinn
t	Waferdicke
Ta ₂ O ₅	Tantaloxid
TAT	Defektunterstütztes Tunneln
TEM	Transmissionselektronenmikroskop
TE-Moden	Transversal elektrische Moden
Ti	Titan
TLM	Transferlängen-Methode
UV	ultra-violett
vff	Vertikaler Fernfeldwinkel
W	Wolfram
w _R	Rippenbreite
XPS	Röntgenphotoelektronenspektroskopie
Zn	Zink

Literaturverzeichnis

- [1] A. A. Bergh, “Blue laser diode (LD) and light emitting diode (LED) applications,” *physica status solidi (a)*, vol. 201, no. 12, pp. 2740–2754, 2004.
- [2] I. Ichimura, F. Maeda, K. Osato, K. Yamamoto, and Y. Kasami, “Optical disk recording using a GaN blue-violet laser diode,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 39, no. 2S, p. 937, 2000.
- [3] A. Ishibashi, “II-VI blue-green laser diodes,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, no. 2, pp. 741–748, 1995.
- [4] S. Taniguchi, T. Hino, S. Itoh, K. Nakano, N. Nakayama, A. Ishibashi, and M. Ikeda, “100 h II-VI blue-green laser diode,” *Electronics Letters*, vol. 32, no. 6, pp. 552–553, 1996.
- [5] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, and I. Akasaki, “P-type conduction in Mg-doped GaN treated with low-energy electron beam irradiation (LEEBI),” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 28, no. 12A, p. L2112, 1989.
- [6] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, and N. Iwasa, “Thermal annealing effects on p-type Mg-doped GaN films,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 31, no. 2B, p. L139, 1992.
- [7] S. Nakamura, N. Iwasa, M. Senoh, and T. Mukai, “Hole compensation mechanism of p-type GaN films,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 31, no. 5R, p. 1258, 1992.
- [8] M. Miyachi, T. Tanaka, Y. Kimura, and H. Ota, “The activation of Mg in GaN by annealing with minority-carrier injection,” *Applied physics letters*, vol. 72, no. 9, pp. 1101–1103, 1998.
- [9] C. G. Van de Walle, C. Stampfl, and J. Neugebauer, “Theory of doping and defects in III–V nitrides,” *Journal of crystal growth*, vol. 189, pp. 505–510, 1998.
- [10] B. Hull, S. Mohny, H. Venugopalan, and J. Ramer, “Influence of oxygen on the activation of p-type GaN,” *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 16, pp. 2271–2273, 2000.
- [11] D. Kim, D. Ryu, N. Bojarczuk, J. Karasinski, S. Guha, S. Lee, and J. Lee, “Thermal activation energies of Mg in GaN: Mg measured by the Hall effect and admittance spectroscopy,” *Journal of Applied Physics*, vol. 88, no. 5, pp. 2564–2569, 2000.

- [12] S. Myers, A. Wright, G. Petersen, W. Wampler, C. Seager, M. Crawford, and J. Han, "Diffusion, release, and uptake of hydrogen in magnesium-doped gallium nitride: Theory and experiment," *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 6, pp. 3195–3202, 2001.
- [13] H. Qi, S. Zhang, S. Liu, F. Liang, L. Yi, J. Huang, M. Zhou, Z. He, D. Zhao, and D. Jiang, "The self-compensation effect of heavily Mg doped p-GaN films studied by SIMS and photoluminescence," *Superlattices and Microstructures*, vol. 133, p. 106177, 2019.
- [14] L. Sang, B. Ren, R. Endo, T. Masuda, H. Yasufuku, M. Liao, T. Nabatame, M. Sumiya, and Y. Koide, "Boosting the doping efficiency of Mg in p-GaN grown on the free-standing GaN substrates," *Applied Physics Letters*, vol. 115, no. 17, p. 172103, 2019.
- [15] S. Zlotnik, J. Sitek, K. Rosinski, P. P. Michałowski, J. Gaca, M. Wójcik, and M. Rudzinski, "Growth and thermal annealing for acceptor activation of p-type (Al) GaN epitaxial structures: Technological challenges and risks," *Applied Surface Science*, vol. 488, pp. 688–695, 2019.
- [16] A. Klump, M. Hoffmann, F. Kaess, J. Tweedie, P. Reddy, R. Kirste, Z. Sitar, and R. Collazo, "Control of passivation and compensation in Mg-doped GaN by defect quasi Fermi level control," *Journal of Applied Physics*, vol. 127, no. 4, p. 045702, 2020.
- [17] M. R. Mahat, N. A. Talik, M. N. Abd Rahman, M. A. Anuar, K. Allif, A. Azman, H. Nakajima, A. Shuhaimi, and W. H. Abd Majid, "Electronic surface, optical and electrical properties of p-GaN activated via in-situ MOCVD and ex-situ thermal annealing in InGaN/GaN LED," *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 106, p. 104757, 2020.
- [18] Y. Zhang, F. Liang, D. Zhao, D. Jiang, Z. Liu, J. Zhu, J. Yang, and S. Liu, "Hydrogen Can Passivate Carbon Impurities in Mg-Doped GaN," *Nanoscale research letters*, vol. 15, no. 1, pp. 1–5, 2020.
- [19] M. Huang, H. Li, and S. Chen, "Triple-Site Dopant-Defect Complexes in the Mg-H-codoped GaN: First-Principles Identification," *physica status solidi (a)*, vol. n/a, no. n/a, p. 2000723, 2021.
- [20] S. Nakamura, M. Senoh, S.-i. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, and Y. Sugimoto, "InGaN-based multi-quantum-well-structure laser diodes," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 35, no. 1B, p. L74, 1996.
- [21] S. Nakamura, M. Senoh, S.-i. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto, and H. Kiyoku, "Room-temperature continuous-wave operation of InGaN multi-quantum-well structure laser diodes," *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 26, pp. 4056–4058, 1996.

- [22] S. Nakamura, M. Senoh, S.-i. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto, and H. Kiyoku, "Room-temperature continuous-wave operation of InGaN multi-quantum-well structure laser diodes with a lifetime of 27 hours," *Applied physics letters*, vol. 70, no. 11, pp. 1417–1419, 1997.
- [23] S. Nakamura, "Characteristics of room temperature-CW operated InGaN multi-quantum-well-structure laser diodes," *Materials Research Society Internet Journal of Nitride Semiconductor Research*, vol. 2, 1997.
- [24] M. Kneissl, D. P. Bour, C. G. Van de Walle, L. T. Romano, J. E. Northrup, R. M. Wood, M. Teepe, and N. M. Johnson, "Room-temperature continuous-wave operation of InGaN multiple-quantum-well laser diodes with an asymmetric waveguide structure," *Applied physics letters*, vol. 75, no. 4, pp. 581–583, 1999.
- [25] 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, and N. M. Johnson, "Performance and degradation of continuous-wave InGaN multiple-quantum-well laser diodes on epitaxially laterally overgrown GaN substrates," *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 13, pp. 1931–1933, 2000.
- [26] O.-H. Nam, M. D. Bremser, T. S. Zheleva, and R. F. Davis, "Lateral epitaxy of low defect density GaN layers via organometallic vapor phase epitaxy," *Applied Physics Letters*, vol. 71, no. 18, pp. 2638–2640, 1997.
- [27] A. Usui, H. Sunakawa, A. Sakai, and A. A. Yamaguchi, "Thick GaN epitaxial growth with low dislocation density by hydride vapor phase epitaxy," *JAPANESE JOURNAL OF APPLIED PHYSICS PART 2 LETTERS*, vol. 36, pp. L899–L902, 1997.
- [28] H. Marchand, X. Wu, J. Ibbetson, P. T. Fini, P. Kozodoy, S. Keller, J. Speck, S. DenBaars, and U. Mishra, "Microstructure of GaN laterally overgrown by metalorganic chemical vapor deposition," *Applied physics letters*, vol. 73, no. 6, pp. 747–749, 1998.
- [29] S. Nakamura, M. Senoh, S.-i. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, *et al.*, "InGaN/GaN/AlGaN-based laser diodes with modulation-doped strained-layer superlattices," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 36, no. 12A, p. L1568, 1997.
- [30] S. Nakamura, "InGaN multiquantum-well-structure laser diodes with GaN-AlGaN modulation-doped strained-layer superlattices," *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 4, no. 3, pp. 483–489, 1998.
- [31] M. Takeya, K. Yanashima, T. Asano, T. Hino, S. Ikeda, K. Shibuya, S. Kijima, T. Tojyo, S. Ansai, S. Uchida, *et al.*, "AlGaInN high-power lasers grown on an ELO-GaN layer," *Journal of crystal growth*, vol. 221, no. 1-4, pp. 646–651, 2000.

- [32] T. Miyajima, T. Tojyo, T. Asano, K. Yanashima, S. Kijima, T. Hino, M. Takeya, S. Uchida, S. Tomiya, K. Funato, *et al.*, “GaN-based blue laser diodes,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 13, no. 32, p. 7099, 2001.
- [33] K. Motoki, T. Okahisa, S. Nakahata, N. Matsumoto, H. Kimura, H. Kasai, K. Takemoto, K. Uematsu, M. Ueno, Y. Kumagai, *et al.*, “Growth and characterization of freestanding GaN substrates,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 237, pp. 912–921, 2002.
- [34] S.-i. Nagahama, N. Iwasa, M. Senoh, T. Matsushita, Y. Sugimoto, H. Kiyoku, T. Kozaki, M. Sano, H. Matsumura, H. Umemoto, *et al.*, “High-power and long-lifetime InGaN multi-quantum-well laser diodes grown on low-dislocation-density GaN substrates,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 39, no. 7A, p. L647, 2000.
- [35] T. Mukai, S. Nagahama, M. Sano, T. Yanamoto, D. Morita, T. Mitani, Y. Narukawa, S. Yamamoto, I. Niki, M. Yamada, *et al.*, “Recent progress of nitride-based light emitting devices,” *physica status solidi (a)*, vol. 200, no. 1, pp. 52–57, 2003.
- [36] S. Uchida, M. Takeya, S. Ikeda, T. Mizuno, T. Fujimoto, O. Matsumoto, S. Goto, T. Tojyo, and M. Ikeda, “Recent progress in high-power blue-violet lasers,” *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 9, no. 5, pp. 1252–1259, 2003.
- [37] A. Michiue, T. Miyoshi, T. Kozaki, T. Yanamoto, S.-i. Nagahama, and T. Mukai, “High-power pure blue ingan laser diodes,” *IEICE transactions on electronics*, vol. 92, no. 2, pp. 194–197, 2009.
- [38] L. Marona, P. Wisniewski, P. Prystawko, I. Grzegory, T. Suski, S. Porowski, P. Perlin, R. Czernecki, and M. Leszczynski, “Degradation mechanisms in InGaN laser diodes grown on bulk GaN crystals,” *Applied physics letters*, vol. 88, no. 20, p. 201111, 2006.
- [39] S. Tomiya, O. Goto, and M. Ikeda, “Structural defects and degradation phenomena in high-power pure-blue InGaN-based laser diodes,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 98, no. 7, pp. 1208–1213, 2009.
- [40] K. Orita, M. Meneghini, H. Ohno, N. Trivellin, N. Ikeda, S. Takigawa, M. Yuri, T. Tanaka, E. Zanoni, and G. Meneghesso, “Analysis of diffusion-related gradual degradation of InGaN-based laser diodes,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 48, no. 9, pp. 1169–1176, 2012.
- [41] P. Wen, S. Zhang, D. Li, J. Liu, L. Zhang, K. Zhou, M. Feng, A. Tian, F. Zhang, X. Gao, *et al.*, “Identification of degradation mechanisms of blue InGaN/GaN laser diodes,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 48, no. 41, p. 415101, 2015.

- [42] O. Nam, K. Ha, J. Kwak, S. Lee, K. Choi, T. Chang, S. Chae, W. Lee, Y. Sung, H. Paek, *et al.*, “Characteristics of GaN-based laser diodes for post-DVD applications,” *physica status solidi (a)*, vol. 201, no. 12, pp. 2717–2720, 2004.
- [43] M. Takeya, T. Hashizu, and M. Ikeda, “Degradation of GaN-based high-power lasers and recent advancements,” in *Novel In-Plane Semiconductor Lasers IV*, vol. 5738, pp. 63–71, International Society for Optics and Photonics, 2005.
- [44] V. Kümmler, A. Lell, V. Härle, U. Schwarz, T. Schoedl, and W. Wegscheider, “Gradual facet degradation of (Al, In) GaN quantum well lasers,” *Applied physics letters*, vol. 84, no. 16, pp. 2989–2991, 2004.
- [45] T. Schoedl, U. T. Schwarz, S. Miller, A. Leber, M. Furitsch, A. Lell, and V. Härle, “Facet degradation of (Al, In) GaN laser diodes,” *physica status solidi (a)*, vol. 201, no. 12, pp. 2635–2638, 2004.
- [46] T. Schoedl, U. T. Schwarz, V. Kümmler, M. Furitsch, A. Leber, A. Miler, A. Lell, and V. Härle, “Facet degradation of GaN heterostructure laser diodes,” *Journal of applied physics*, vol. 97, no. 12, p. 123102, 2005.
- [47] L. Marona, P. Wisniewski, M. Wzorek, J. Smalc-Koziorowska, S. Grzanka, A. Bojarska-Cieslinska, D. Schiavon, S. Stanczyk, A. Czerwinski, T. Czyszanowski, *et al.*, “Surface Photochemical Corrosion as a Mechanism for Fast Degradation of InGaN UV Laser Diodes,” *ACS Applied Materials & Interfaces*, vol. 12, no. 46, pp. 52089–52094, 2020.
- [48] M. Meneghini, L. Rigutti, L. Trevisanello, A. Cavallini, G. Meneghesso, and E. Zanoni, “A model for the thermal degradation of metal/(p-GaN) interface in GaN-based light emitting diodes,” *Journal of Applied Physics*, vol. 103, no. 6, p. 063703, 2008.
- [49] P. Perlin, L. Marona, M. Leszczynski, T. Suski, P. Wisniewski, R. Czernecki, and I. Grzegory, “Degradation mechanisms of InGaN laser diodes,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 98, no. 7, pp. 1214–1219, 2010.
- [50] J. Ruschel, J. Glaab, M. Brendel, J. Rass, C. Stölmacker, N. Lobo-Ploch, T. Kolbe, T. Wernicke, F. Mehnke, J. Enslin, *et al.*, “Localization of current-induced degradation effects in (InAlGa) N-based UV-B LEDs,” *Journal of Applied Physics*, vol. 124, no. 8, p. 084504, 2018.
- [51] J. Glaab, J. Ruschel, T. Kolbe, A. Knauer, J. Rass, H. Cho, N. L. Ploch, S. Kreuzmann, S. Einfeldt, M. Weyers, *et al.*, “Degradation of (In) AlGaIn-based UVB LEDs and migration of hydrogen,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 31, no. 7, pp. 529–532, 2019.

- [52] J. Glaab, *Untersuchung der Degradation von InAlGaN-basierten ultravioletten Leuchtdioden zur Verbesserung der Zuverlässigkeit*. Technische Universität Berlin (Germany), 2019.
- [53] H. Wenzel and H.-J. Wünsche, “A Model for the Calculation of the Threshold Current of SCH-MQW-SAS Lasers,” *physica status solidi (a)*, vol. 120, no. 2, pp. 661–673, 1990.
- [54] M. Kuramoto, C. Sasaoka, N. Futagawa, M. Nido, and A. Yamaguchi, “Reduction of internal loss and threshold current in a laser diode with a ridge by selective re-growth (RiS-LD),” *physica status solidi (a)*, vol. 192, no. 2, pp. 329–334, 2002.
- [55] J. Piprek, H. Wenzel, and M. Kneissl, “Analysis of wavelength-dependent performance variations of GaN-based ultraviolet lasers,” in *Optoelectronic Devices: Physics, Fabrication, and Application IV*, vol. 6766, p. 67660H, International Society for Optics and Photonics, 2007.
- [56] E. Kioupakis, P. Rinke, and C. G. Van de Walle, “Determination of internal loss in nitride lasers from first principles,” *Applied physics express*, vol. 3, no. 8, p. 082101, 2010.
- [57] L. Redaelli, A. Muhin, S. Einfeldt, P. Wolter, L. Weixelbaum, and M. Kneissl, “Ohmic Contacts on N-Face n-Type GaN After Low Temperature Annealing,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, no. 13, pp. 1278–1281, 2013.
- [58] J. H. Kang, O. Krüger, U. Spengler, U. Zeimer, S. Einfeldt, and M. Kneissl, “On the formation of cleaved mirror facets of GaN-based laser diodes—A comparative study of diamond-tip edge-scribing and laser scribing,” *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, vol. 34, no. 4, p. 041222, 2016.
- [59] Photon Design, *FIMMWAVE*, 2020.
- [60] L. Redaelli, *Design and fabrication of GaN-based laser diodes for single-mode and narrow-linewidth applications*, vol. 28. Cuvillier Verlag, 2013.
- [61] Y. Suematsu and A. R. Adams, *Handbook of semiconductor lasers and photonic integrated circuits*. Chapman and Hall, 1994.
- [62] L. Redaelli, H. Wenzel, M. Martens, S. Einfeldt, M. Kneissl, and G. Tränkle, “Index antiguiding in narrow ridge-waveguide (In, Al) GaN-based laser diodes,” *Journal of Applied Physics*, vol. 114, no. 11, p. 113102, 2013.
- [63] L. Redaelli, H. Wenzel, J. Piprek, T. Weig, S. Einfeldt, M. Martens, G. Lükens, U. T. Schwarz, and M. Kneissl, “Index-antiguiding in narrow-ridge GaN-based laser diodes investigated by measurements of the current-dependent gain and index spectra and by

self-consistent simulation,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 51, no. 8, pp. 1–6, 2015.

[64] M. Ikeda, T. Mizuno, M. Takeya, S. Goto, S. Ikeda, T. Fujimoto, Y. Ohfuji, and T. Hashizu, “High-power GaN-based semiconductor lasers,” *physica status solidi (c)*, vol. 1, no. 6, pp. 1461–1467, 2004.

[65] S. Kono, T. Oki, T. Miyajima, M. Ikeda, and H. Yokoyama, “12 W peak-power 10 ps duration optical pulse generation by gain switching of a single-transverse-mode GaInN blue laser diode,” *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 13, p. 131113, 2008.

[66] H. Ryu, K. Ha, S. Lee, K. Choi, T. Jang, J. Son, J. Chae, S. Chae, H. Paek, Y. Sung, *et al.*, “Single-mode blue-violet laser diodes with low beam divergence and high COD level,” *IEEE photonics technology letters*, vol. 18, no. 9, pp. 1001–1003, 2006.

[67] H. Braun, *Multidimensionale Charakterisierung der Modendynamik von (Al, In) GaN Laserdioden*. PhD thesis, 2009.

[68] H.-Y. Ryu, “Effect of ridge shape on the fundamental single-mode operation of InGaN laser diode structures,” *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 52, no. 6, pp. 1779–1785, 2008.

[69] C. Eiting, P. Grudowski, J. Park, D. Lambert, B. Shelton, and R. Dupuis, “Characteristics of Mg-Doped GaN Grown by Metallorganic Chemical Vapor Deposition,” *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 144, no. 8, p. L219, 1997.

[70] I. Smorchkova, E. Haus, B. Heying, P. Kozodoy, P. Fini, J. Ibbetson, S. Keller, S. DenBaars, J. Speck, and U. Mishra, “Mg doping of GaN layers grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy,” *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 6, pp. 718–720, 2000.

[71] K. Kim, M. Cheong, C.-H. Hong, G. Yang, K. Lim, E.-K. Suh, and H. Lee, “Hole transport in Mg-doped GaN epilayers grown by metalorganic chemical vapor deposition,” *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 9, pp. 1149–1151, 2000.

[72] A. Rice and K. Malloy, “Microstructural contributions to hole transport in p-type GaN: Mg,” *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 5, pp. 2816–2825, 2001.

[73] C. Stölmacker, N. L. Ploch, A. Thies, S. Hochheim, J. Rass, F. Schnieder, A. Mogilatenko, J. Ruschel, T. Kolbe, S. Knigge, *et al.*, “Electroplated Gold Microstuds for Thermocompression Bonding of UV LED Chips,” *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology*, vol. 9, no. 12, pp. 2326–2331, 2019.

[74] S. Pearton, J. Zolper, R. Shul, and F. Ren, “GaN: Processing, defects, and devices,” *Journal of applied physics*, vol. 86, no. 1, pp. 1–78, 1999.

- [75] D. Bour, M. Kneissl, C. Van de Walle, J. Northrup, L. Romano, M. Teepe, R. Wood, T. Schmidt, and N. Johnson, "CW operation of InGaN MQW laser diodes," *physica status solidi (a)*, vol. 180, no. 1, pp. 139–147, 2000.
- [76] J. Piprek, *Nitride semiconductor devices: principles and simulation*, vol. 590. Wiley Online Library, 2007.
- [77] C. Wu, A. Kahn, N. Taskar, D. Dorman, and D. Gallagher, "GaN (0001)-(1x1) surfaces: Composition and electronic properties," *Journal of applied physics*, vol. 83, no. 8, pp. 4249–4252, 1998.
- [78] G. Greco, F. Iucolano, and F. Roccaforte, "Ohmic contacts to Gallium Nitride materials," *Applied Surface Science*, vol. 383, pp. 324–345, 2016.
- [79] T. Mori, T. Kozawa, T. Ohwaki, Y. Taga, S. Nagai, S. Yamasaki, S. Asami, N. Shibata, and M. Koike, "Schottky barriers and contact resistances on p-type GaN," *Applied physics letters*, vol. 69, no. 23, pp. 3537–3539, 1996.
- [80] C. Kim, J. Je, D. Kim, H. Baik, S. Lee, and P. Ruterana, "Annealing behavior of Pd/GaN (0001) microstructure," *Materials Science and Engineering: B*, vol. 82, no. 1-3, pp. 105–107, 2001.
- [81] H.-K. Kim, I. Adesida, and T.-Y. Seong, "Interfacial reaction effect on the ohmic properties of a Pt/Pd/Au contact on p-type GaN," *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 22, no. 4, pp. 1101–1104, 2004.
- [82] S. Belahsene, G. Patriarche, D. Troadec, S. Sundaram, A. Ougazzaden, A. Martinez, and A. Ramdane, "Microstructural and electrical investigation of Pd/Au ohmic contact on p-GaN," *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, vol. 33, no. 1, p. 010603, 2015.
- [83] M. Grodzicki, P. Mazur, J. Pers, J. Brona, S. Zuber, and A. Ciszewski, "Formation of GaPd₂ and GaPd intermetallic compounds on GaN (0001)," *Applied Physics A*, vol. 120, no. 4, pp. 1443–1451, 2015.
- [84] H. W. Jang, K. H. Kim, J. K. Kim, S.-W. Hwang, J. J. Yang, K. J. Lee, S.-J. Son, and J.-L. Lee, "Low-resistance and thermally stable ohmic contact on p-type GaN using Pd/Ni metallization," *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 12, pp. 1822–1824, 2001.
- [85] P. Hartlieb, A. Roskowski, R. Davis, W. Platow, and R. Nemanich, "Pd growth and subsequent Schottky barrier formation on chemical vapor cleaned p-type GaN surfaces," *Journal of applied physics*, vol. 91, no. 2, pp. 732–738, 2002.

- [86] E. Kurimoto, M. Hangyo, H. Harima, K. Takatani, M. Ishida, M. Taneya, and K. Kisoda, "Ohmic contact formation on p-type GaN using Pd/Mo electrode without alloying process," *Japanese journal of applied physics*, vol. 43, no. 10R, p. 6988, 2004.
- [87] H. Cho, T. Hossain, J. Bae, and I. Adesida, "Characterization of Pd/Ni/Au ohmic contacts on p-GaN," *Solid-state electronics*, vol. 49, no. 5, pp. 774–778, 2005.
- [88] V. S. Nirwal, K. R. Peta, V. R. Reddy, and M. D. Kim, "Influence of rapid thermal annealing on electrical and structural properties of Pd/Au Schottky contact to Ga-polarity GaN grown on Si (111) substrate," *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 705, pp. 782–787, 2017.
- [89] T. Arlt, *Ohmsche Kontakte fuer Halbleiternaterialien auf der Basis von GaN und ZnO*. 2008.
- [90] C. Stölmacker, *Herstellung und Eigenschaften elektrischer Kontakte auf GaN und AlGaN*. 2010.
- [91] C. Nörenberg, S. Myhra, and P. Dobson, "Scanning probe microscopy studies on the growth of palladium and nickel on GaN (0001)," in *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 209, p. 012021, IOP Publishing, 2010.
- [92] M. Norman-Reiner, E. Freier, A. Mogilatenko, I. Ostermay, V. Hoffmann, R. Szukiewicz, O. Krüger, D. Hommel, S. Einfeldt, M. Weyers, *et al.*, "Structural and electrical properties of Pd/p-GaN contacts for GaN-based laser diodes," *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, vol. 38, no. 3, p. 032211, 2020.
- [93] J. Neugebauer and C. G. Van de Walle, "Hydrogen in GaN: Novel aspects of a common impurity," *Physical review letters*, vol. 75, no. 24, p. 4452, 1995.
- [94] Y. Koide, T. Maeda, T. Kawakami, S. Fujita, T. Uemura, N. Shibata, and M. Murakami, "Effects of annealing in an oxygen ambient on electrical properties of ohmic contacts to p-type GaN," *Journal of electronic materials*, vol. 28, no. 3, pp. 341–346, 1999.
- [95] D. Widmann, H. Mader, and H. Friedrich, *Technologie hochintegrierter Schaltungen*, vol. 19. Springer-Verlag, 2013.
- [96] F. Glause, *Optimierung der Isolator-Eigenschaften von SiO_x-Schichten abgeschieden an der IC-PECVD*. 2018.
- [97] E. Freier, J. Glaab, J. Ruschel, V. Hoffmann, J. H. Kang, M. Norman-Reiner, H. Wenzel, M. Kneissl, and S. Einfeldt, "Influence of the hydrogen level in (InAlGa) N-based laser diodes on the stability of the device's operating voltage," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 54, no. 13, p. 135103, 2021.

- [98] M. Meneghini, L.-R. Trevisanello, U. Zehnder, T. Zahner, U. Strauss, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "High-temperature degradation of GaN LEDs related to passivation," *IEEE transactions on electron devices*, vol. 53, no. 12, pp. 2981–2987, 2006.
- [99] K.-L. Han, K.-C. Ok, H.-S. Cho, S. Oh, and J.-S. Park, "Effect of hydrogen on the device performance and stability characteristics of amorphous InGaZnO thin-film transistors with a SiO₂/SiN_x/SiO₂ buffer," *Applied Physics Letters*, vol. 111, no. 6, p. 063502, 2017.
- [100] Verband der Keramischen Industrie e.V., "Brevier Technische Keramik." http://www.keramverband.de/brevier_dt/4/2/2/4_2_2_3.htm.
- [101] H. Aida, H. Takeda, S.-W. Kim, N. Aota, K. Koyama, T. Yamazaki, and T. Doi, "Evaluation of subsurface damage in GaN substrate induced by mechanical polishing with diamond abrasives," *Applied Surface Science*, vol. 292, pp. 531–536, 2014.
- [102] M. S. Acker, "The back-end process: step 11"scribe and break," *Advanced packaging*, 2001.
- [103] M. Kneissl, D. W. Treat, M. Teepe, N. Miyashita, and N. M. Johnson, "Continuous-wave operation of ultraviolet InGaN/InAlGaN multiple-quantum-well laser diodes," *Applied physics letters*, vol. 82, no. 15, pp. 2386–2388, 2003.
- [104] D. S. Sizov, R. Bhat, A. Heberle, K. Song, and C.-e. Zah, "Internal optical waveguide loss and p-type absorption in blue and green InGaN quantum well laser diodes," *Applied physics express*, vol. 3, no. 12, p. 122104, 2010.
- [105] F. Mireles and S. E. Ulloa, "Acceptor binding energies in GaN and AlN," *Physical Review B*, vol. 58, no. 7, p. 3879, 1998.
- [106] B. Kuhn, *AlGaIn/GaN-Heterostrukturen: Epitaxie und elektrische Eigenschaften*. 2002.
- [107] E. Kioupakis, P. Rinke, A. Schleife, F. Bechstedt, and C. G. Van de Walle, "Free-carrier absorption in nitrides from first principles," *Physical Review B*, vol. 81, no. 24, p. 241201, 2010.
- [108] J. Neugebauer and C. G. Van de Walle, "Atomic geometry and electronic structure of native defects in GaN," *Physical Review B*, vol. 50, no. 11, p. 8067, 1994.
- [109] S. Pal and T. Sugino, "Fabrication and characterization of metal/GaN contacts," *Applied surface science*, vol. 161, no. 1-2, pp. 263–267, 2000.
- [110] T. Tsuruoka, M. Kawasaki, S. Ushioda, R. Franchy, Y. Naoi, T. Sugahara, S. Sakai, and Y. Shintani, "Combined HREELS/LEED study on the oxidation of GaN surfaces," *Surface science*, vol. 427, pp. 257–261, 1999.

- [111] M. Eriksson and L.-G. Ekedahl, "Hydrogen adsorption states at the Pd/SiO₂ interface and simulation of the response of a Pd metal–oxide–semiconductor hydrogen sensor," *Journal of applied physics*, vol. 83, no. 8, pp. 3947–3951, 1998.
- [112] J. Schalwig, G. Müller, U. Karrer, M. Eickhoff, O. Ambacher, M. Stutzmann, L. Görgens, and G. Dollinger, "Hydrogen response mechanism of Pt–GaN Schottky diodes," *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 7, pp. 1222–1224, 2002.
- [113] J. Kim, F. Ren, B. Gila, C. Abernathy, and S. Pearton, "Reversible barrier height changes in hydrogen-sensitive Pd/GaN and Pt/GaN diodes," *Applied physics letters*, vol. 82, no. 5, pp. 739–741, 2003.
- [114] M. Dornheim, "Thermodynamics of metal hydrides: tailoring reaction enthalpies of hydrogen storage materials," in *Thermodynamics-Interaction Studies-Solids, Liquids and Gases*, IntechOpen, 2011.
- [115] L. Romano, M. Kneissl, J. Northrup, C. G. Van de Walle, and D. Treat, "Influence of microstructure on the carrier concentration of Mg-doped GaN films," *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 17, pp. 2734–2736, 2001.
- [116] M. Hansen, L. Chen, S. Lim, S. DenBaars, and J. Speck, "Mg-rich precipitates in the p-type doping of InGaN-based laser diodes," *Applied physics letters*, vol. 80, no. 14, pp. 2469–2471, 2002.
- [117] S. Bennett, P. Clifton, R. Ulfing, M. Kappers, J. Barnard, C. Humphreys, and R. Oliver, "Mg dopant distribution in an AlGaIn/GaN p-type superlattice assessed using atom probe tomography, TEM and SIMS," in *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 209, p. 012014, IOP Publishing, 2010.
- [118] A. Wright, C. Seager, S. Myers, D. Koleske, and A. Allerman, "Hydrogen configurations, formation energies, and migration barriers in GaN," *Journal of applied physics*, vol. 94, no. 4, pp. 2311–2318, 2003.
- [119] S. Myers and A. Wright, "Theoretical description of H behavior in GaN pn junctions," *Journal of Applied Physics*, vol. 90, no. 11, pp. 5612–5622, 2001.
- [120] C. Seager, S. Myers, A. Wright, D. Koleske, and A. Allerman, "Drift, diffusion, and trapping of hydrogen in p-type GaN," *Journal of applied physics*, vol. 92, no. 12, pp. 7246–7252, 2002.
- [121] S. Pearton, J. Lee, and C. Yuan, "Minority-carrier-enhanced reactivation of hydrogen-passivated Mg in GaN," *Applied physics letters*, vol. 68, no. 19, pp. 2690–2692, 1996.
- [122] J. Iveland, L. Martinelli, J. Peretti, J. S. Speck, and C. Weisbuch, "Direct measurement of Auger electrons emitted from a semiconductor light-emitting diode under electri-

cal injection: identification of the dominant mechanism for efficiency droop,” *Physical review letters*, vol. 110, no. 17, p. 177406, 2013.

[123] J. H. Kim, H. G. Choi, M.-W. Ha, H. J. Song, C. H. Roh, J. H. Lee, J. H. Park, and C.-K. Hahn, “Effects of nitride-based plasma pretreatment prior to SiNx passivation in AlGaN/GaN high-electron-mobility transistors on silicon substrates,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 49, no. 4S, p. 04DF05, 2010.

[124] K. Baik, B. Luo, J. Kim, S. Pearton, and F. Ren, “Electrical characteristics of p-GaN Schottky rectifiers after PECVD SiNx passivation,” *Solid-State Electronics*, vol. 46, no. 9, pp. 1459–1462, 2002.

[125] A. P. Edwards, J. A. Mittereder, S. C. Binari, D. S. Katzer, D. F. Storm, and J. A. Roussos, “Improved reliability of AlGaN-GaN HEMTs using an NH₃/sub 3/plasma treatment prior to SiN passivation,” *IEEE electron device letters*, vol. 26, no. 4, pp. 225–227, 2005.

[126] M. Mandurrino, G. Verzellesi, M. Goano, M. Vallone, F. Bertazzi, G. Ghione, M. Meneghini, G. Meneghesso, and E. Zanoni, “Physics-based modeling and experimental implications of trap-assisted tunneling in InGaN/GaN light-emitting diodes,” *physica status solidi (a)*, vol. 212, no. 5, pp. 947–953, 2015.

[127] D. Zhu, J. Xu, A. N. Noemaun, J. K. Kim, E. F. Schubert, M. H. Crawford, and D. D. Koleske, “The origin of the high diode-ideality factors in GaInN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes,” *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 8, p. 081113, 2009.

[128] J. Kim, Y. Tak, J. Kim, S. Chae, J.-Y. Kim, and Y. Park, “Analysis of forward tunneling current in InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes grown on Si (111) substrate,” *Journal of Applied Physics*, vol. 114, no. 1, p. 013101, 2013.

[129] T. Hashizume and H. Hasegawa, “Effects of nitrogen deficiency on electronic properties of AlGaN surfaces subjected to thermal and plasma processes,” *Applied surface science*, vol. 234, no. 1-4, pp. 387–394, 2004.

[130] B. S. Eller and R. J. Nemanich, “Surface band bending and interface alignment of plasma-enhanced atomic layer deposited SiO₂ on Al_xGa_{1-x}N,” *Journal of Applied Physics*, vol. 122, no. 12, p. 125304, 2017.

[131] P. Reddy, S. Washiyama, W. Mecouch, L. H. Hernandez-Balderrama, F. Kaess, M. Hayden Breckenridge, B. Sarkar, B. B. Haidet, A. Franke, E. Kohn, *et al.*, “Plasma enhanced chemical vapor deposition of SiO₂ and SiNx on AlGaN: Band offsets and interface studies as a function of Al composition,” *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 36, no. 6, p. 061101, 2018.

- [132] R. Korotkov, J. Gregie, and B. W. Wessels, “Electrical properties of p-type GaN: Mg codoped with oxygen,” *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 2, pp. 222–224, 2001.
- [133] T. Asano, M. Takeya, T. Mizuno, S. Ikeda, Y. Ohfuji, T. Fujimoto, K. Oikawa, S. Goto, T. Hashizu, K. Aga, *et al.*, “Over 100-mW blue-violet laser diodes for Blu-ray Disc system,” in *Novel In-Plane Semiconductor Lasers III*, vol. 5365, pp. 297–305, International Society for Optics and Photonics, 2004.
- [134] A. Bojarska, G. Muzio, C. Skierbiszewski, E. Grzanka, P. Wisniewski, I. Makarowa, R. Czernecki, T. Suski, and P. Perlin, “Influence of the growth method on degradation of InGaN laser diodes,” *Applied Physics Express*, vol. 10, no. 9, p. 091001, 2017.
- [135] J. Glaab and J. Ruschel, “persoenliche Kommunikation.” unveroeffentlichte Daten, 2021.
- [136] W. Götz, N. Johnson, C. Chen, H. Liu, C. Kuo, and W. Imler, “Activation energies of Si donors in GaN,” *Applied Physics Letters*, vol. 68, no. 22, pp. 3144–3146, 1996.
- [137] C. G. Van de Walle and J. Neugebauer, “First-principles calculations for defects and impurities: Applications to III-nitrides,” *Journal of applied physics*, vol. 95, no. 8, pp. 3851–3879, 2004.
- [138] C. G. Van de Walle, “Interactions of hydrogen with native defects in GaN,” *Physical Review B*, vol. 56, no. 16, p. R10020, 1997.
- [139] Ruschel, Jan und et al., “persoenliche Kommunikation.” unveroeffentlichte Daten, 2021.
- [140] J. H. Kang, H. Wenzel, V. Hoffmann, E. Freier, L. Sulmoni, R.-S. Unger, S. Einfeldt, T. Wernicke, and M. Kneissl, “DFB laser diodes based on GaN using 10th order laterally coupled surface gratings,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, no. 3, pp. 231–234, 2017.
- [141] J. H. Kang, H. Wenzel, E. Freier, V. Hoffmann, O. Brox, J. Fricke, L. Sulmoni, M. Matalla, C. Stölmacker, M. Kneissl, *et al.*, “Continuous-wave operation of DFB laser diodes based on GaN using 10th-order laterally coupled surface gratings,” *Optics letters*, vol. 45, no. 4, pp. 935–938, 2020.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen Menschen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, herzlich bedanken:

- Prof. Dr. Günther Tränkle für die Gelegenheit zur Promotion am Ferdinand-Braun-Institut, den zahlreichen Diskussionen während der Doktorandengespräche sowie dem regen Interesse an dem Thema während der gesamten Dauer meiner Promotion.
- Prof. Dr. Michael Kneissl für die Betreuung meiner Arbeit und die wissenschaftlichen Diskussionen zu meinen Ergebnissen.
- Prof. Dr. Ulrich T. Schwarz für die Übernahme des Zweitgutachtens.
- Dr. Sven Einfeldt für die zahllosen Diskussionen der nie eindeutigen Ergebnisse und seiner dafür notwendigen Geduld sowie der Korrektur dieser Arbeit.
- Dr. Anna Mogilatenko und Dr. Ute Zeimer für die Präparation der vielen FIB-Lamellen und der zugehörigen TEM-Analysen.
- Helen Lawrenz für die stets unkomplizierten und schnellen Messungen am REM und notwendigen Probenpräparationen
- Dr. Carsten Netzel für die Diskussionen zur Interpretation der Ergebnisse und Möglichkeiten zur materialanalytischen Charakterisierung der Proben sowie der Hilfe bei Problemen mit den Lasermessplätzen.
- Dr. Hans Wenzel für die Anleitung und die Betreuung aller Simulationen.
- Dr. Johannes Glaab und Jan Ruschel für die stundenlangen Diskussionen zu Alterungseffekten bei UV-LEDs und deren Übertragbarkeit auf die Laser sowie den Hilfestellungen bei der Verwendung von LED-Messplätzen für die Laser.
- Dr. Jens C. Raß für wertvollen Input bezüglich der Prozesstechnologie und zu so ziemlich jeder anderen Frage, die ich hatte.
- Christoph Stölmacker für die Hilfe bei allen Fragestellungen bezüglich der AVT und die vielen nicht minder wichtigen Mittagspausen.
- Dr. Veit Hoffmann für das epitaktische Wachstum der Wafer und die vielen kontroversen Diskussionen zur Ursache der beobachteten Degradationseffekte, woraus viele Ideen für Experimente entstanden.
- Dr. Ji-Hye Kang für ihre Hilfestellungen bei allen prozessrelevanten Fragestellungen, der guten Laune im Büro und den vielen guten Gesprächen.
- Weiterhin allen Kollegen des Joint-Labs GaN-Optoelektronik für die gute Zusammenarbeit und die vielen lustigen Momente auf und nach der Arbeit.

-
- Den vielen Kollegen der Prozesstechnologie und der AVT des Ferdinand-Braun-Instituts für die Prozessierung und den Aufbau der GaN-Laser und der stets guten Zusammenarbeit.
 - Meiner Familie und meinen Freunden für die Unterstützung und die Ablenkung, wann immer diese nötig waren. Insbesondere möchte ich Basil, Flo, Dani und meinem Bruder für das Korrekturlesen dieser Arbeit danken.
 - Abschließend möchte ich ganz besonders Dani danken, ohne deren Enthusiasmus und Hartnäckigkeit diese Arbeit so niemals zustande gekommen wäre.