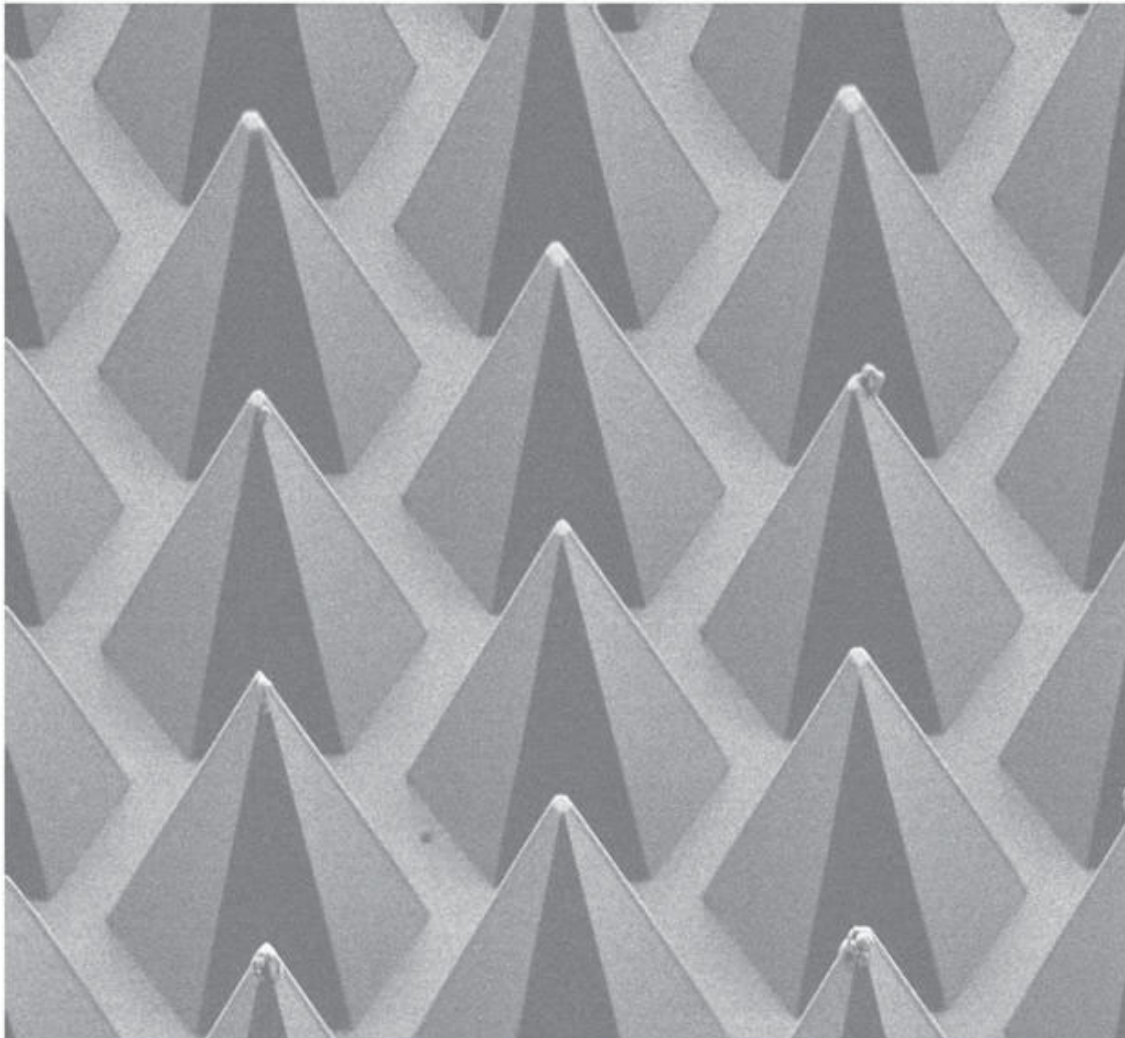


Frank Stefan Habel

Methoden zur Defektreduktion von Galliumnitrid-Substraten und -Quasisubstraten



Methoden zur Defektreduktion von Galliumnitrid-Substraten und -Quasisubstraten



Dissertation

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

von

Dipl.-Ing. Frank Stefan Habel

aus Ulm

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. F. Scholz
2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. J. Zweck
Amtierender Dekan: Prof. Dr.-Ing. H.-J. Pfeleiderer
Datum der Promotion: 13.07.2006

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

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

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2006

Zugl.: Bonn, Univ., Diss., 2006

ISBN 10: 3-86727-998-5

ISBN 13: 978-3-86727-998-7

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2006

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

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

1. Auflage, 2006

Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 10: 3-86727-998-5

ISBN 13: 978-3-86727-998-7

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kristalldefekte	5
2.1	Materialeigenschaften von Galliumnitrid	5
2.2	Potenzielle Substrate für GaN	8
2.3	Ursache von Versetzungen	15
2.4	Auswirkungen von Versetzungen	17
2.4.1	Effekte bei der Epitaxie	17
2.4.2	Auswirkung auf Bauelemente	18
2.5	Nachweis von Versetzungen	21
2.5.1	Nasschemische Ätzverfahren	21
2.5.2	Transmissions-Elektronenmikroskopie	22
2.5.3	Dark-Spot-Analyse	24
2.5.4	Röntgendiffraktometrie	25
2.5.5	Ätzen mit gasförmigem HCl	26
2.6	Konzepte für die Reduktion der Versetzungsdichte	30
2.6.1	Nukleationsschichten	30
2.6.2	Erhöhung der Schichtdicke	31
2.6.3	Wachstum auf strukturierten Substraten	32
3	Wachstum auf strukturierten Substraten	33
3.1	Metallorganische Gasphasenepitaxie	34
3.2	Grundlagen des strukturierten Wachstums	35
3.2.1	Modellierung	38

3.2.2	Anisotropie	40
3.2.3	Markerschichten	42
3.3	Einfluss der Prozessparameter	46
3.3.1	Temperatur und Druck	46
3.3.2	V/III-Verhältnis	51
3.3.3	Trägergas	54
3.3.4	Einfluss der Maskengeometrie	56
3.3.5	Resultierender Wing-Tilt	61
4	Herstellung von Quasisubstraten	65
4.1	Epitaxial Lateral Overgrowth	66
4.2	FACEL0	74
4.3	Auswirkungen auf Bauelemente	83
5	Wachstum dicker Schichten	85
5.1	Hydrid-Gasphasenepitaxie	86
5.2	Verspannung und Risse	89
5.3	Aufbau des HVPE-Reaktors	92
5.4	Grundlegende Epitaxieparameter	94
5.4.1	Trägergas-Zusammensetzung	95
5.4.2	V/III-Verhältnis	96
5.4.3	Reaktordruck	97
5.4.4	Orientierung der Templates	98
5.5	Eigenschaften der HVPE-Schichten	100
5.6	Steigerung der Schichtdicke	105
6	Zusammenfassung	107
	Formelzeichen und Abkürzungen	110
	Vorveröffentlichungen	112
	Literaturverzeichnis	116

Kapitel 1

Einleitung

Durch ihre rasante Entwicklung in den letzten Jahren nimmt das Materialsystem der nitridischen III-V-Verbindungshalbleiter mittlerweile eine bedeutende Rolle in der Halbleiter-Industrie ein. Zu den herausragenden Eigenschaften dieser Materialien gehört neben einer ausgezeichneten thermischen, mechanischen und elektrischen Stabilität vor allem die große und direkte Bandlücke, die ausgehend von 0,7 eV bei Indiumnitrid (InN) über 3,4 eV bei Galliumnitrid (GaN) bis hin zu 6,2 eV bei Aluminiumnitrid (AlN) einen weiten Bereich umfasst. Dies ist insbesondere für optoelektronische Bauelemente sehr interessant, da dieses Materialsystem mit den ternären Verbindungshalbleitern InGaN und AlGaN theoretisch den gesamten Spektralbereich von Rot bis Ultraviolett abdecken kann.

Gerade für kurzweilig emittierende Bauelemente im ultravioletten bis grünen Spektralbereich sind diese Verbindungshalbleiter das Material der Wahl. Vor der Etablierung der Gruppe-III-Nitride musste zur Herstellung von blau emittierenden Leuchtdioden (LEDs) auf den indirekten und daher ineffizienten Halbleiter Siliziumcarbid (SiC) zurückgegriffen werden. Andere direkte Halbleiter mit hohem Bandabstand wie Zinkoxid (ZnO) oder Zinksulfid (ZnS) befinden sich erst in der Entwicklungsphase.

Erst die Entwicklung der effizienten und lichtstarken GaN-basierenden LEDs mit blauer Emission vervollständigte das LED-Farbspektrum und ermöglichte damit die Realisierung von hellen Multicolor-LED-Anzeigen mit den drei Grundfarben Rot, Grün und Blau [1].

Darüber hinaus können ultraviolette GaN-LEDs mit Hilfe der Lumineszenz-Konversion durch entsprechende Phosphore zur Erzeugung von Licht in den verschiedensten Farben eingesetzt werden. Auf diese Weise ist auch die Herstellung von weiß emittierenden LEDs möglich. Diese sind wesentlich effizienter als Glühlampen und haben eine längere Lebensdauer.

Für die Technologie der optischen Datenspeicherung sind GaN-basierende Laserdioden von

großem Interesse, da die mögliche Datendichte optischer Speichermedien, wie etwa der DVD (Digital Versatile Disk), mit abnehmender Wellenlänge quadratisch ansteigt.

Des Weiteren schreitet auch die Entwicklung von elektronischen Hochleistungs-Bauelementen auf GaN-Basis immer weiter voran. Die Gruppe-III-Nitride weisen eine hervorragende thermische Stabilität und eine gute thermische Leitfähigkeit auf und verfügen ebenso über eine relativ hohe Beweglichkeit der Ladungsträger. Daher eignen sie sich gut für die Herstellung von Transistoren, die gleichzeitig hohe Ausgangsleistungen und gute Hochfrequenzeigenschaften bieten.

Bei der fortschreitenden Entwicklung und Verbesserung der GaN-basierenden Bauelemente stößt man immer mehr an die Grenzen, die durch Versetzungen im Halbleiter vorgegeben werden. Versetzungen können als nichtstrahlende Rekombinationszentren wirken und dadurch die Effizienz der Bauelemente verringern. Versetzungen, die als geladene Störstellen im Kristallgitter fungieren, setzen die Beweglichkeit der Ladungsträger herab. Versetzungen können ebenso als Diffusionspfade wirken und so die Lebensdauer der Bauelemente reduzieren.

Ursache für die hohe Versetzungsdichte ist das heteroepitaktische Wachstum auf Fremdsubstraten wie Saphir oder Siliziumcarbid. Differenzen zwischen den Gitterkonstanten von GaN und dem Fremdsubstrat werden durch den Einbau von Versetzungen ausgeglichen.

Bislang muss auf Fremdsubstrate zurückgegriffen werden, da GaN selbst als Substratmaterial noch kaum erhältlich ist. Dies liegt daran, dass GaN nicht durch herkömmliche Züchtungsmethoden wie das Czochralski-Verfahren hergestellt werden kann, da GaN bei Erhitzung nicht schmilzt, sondern in Gallium und Stickstoff zerfällt. Nur unter einem extrem hohem Druck, der technisch kaum praktikabel ist, wäre eine Züchtung aus der Schmelze denkbar.

Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Grundlage für die weitere Verbesserung GaN-basierender Bauelemente ist die Reduktion der Versetzungsdichte. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dieser Thematik und zeigt verschiedene Lösungen dieser Problematik auf.

Kapitel 2 beschäftigt sich mit der Entstehung und den Auswirkungen der Kristalldefekte. Zu Beginn werden einige Substratmaterialien vorgestellt und deren Eignung für das epitaktische Überwachsen mit GaN erörtert. Verschiedene Mechanismen, die zur Entstehung von Versetzungen führen können, werden diskutiert. Ein wichtiger Punkt ist auch die Beschreibung der Einflüsse von Versetzungen auf die Eigenschaften der Bauelemente. Abschließend werden verschiedene Verfahren zum Nachweis von Versetzungen und zur Bestimmung der Versetzungsdichte gegenübergestellt.

Eine Möglichkeit, die Versetzungsdichte zu reduzieren, liegt in der Verwendung strukturierter Substrate. Grundlegende Untersuchungen hierzu sind in Kapitel 3 dargelegt. Die Entstehung und Ausbreitung der einzelnen Kristallfacetten werden für Strukturen entlang unterschiedlicher Kristallrichtungen betrachtet. Ein wesentlicher Teil des Kapitels beschäftigt sich damit, wie sich mit Hilfe der Epitaxieparameter die einzelnen Facetten beeinflussen beziehungsweise gezielt steuern lassen. Dieses Vorwissen ist notwendig, um den Wachstumsprozess so gestalten zu können, dass die Herstellung geschlossener Schichten mit geringer Versetzungsdichte erzielt werden kann. Derartige Prozesse werden anschließend in Kapitel 4 beschrieben. Die Realisierung von Quasisubstraten nach dem Verfahren des epitaktischen lateralen Überwachsens (Epitaxial Lateral Overgrowth, ELO) und des facettenkontrollierten epitaktischen lateralen Überwachsens (Facet Controlled Epitaxial Lateral Overgrowth, FACELO) sowie die Eigenschaften dieser Quasisubstrate werden eingehend dargelegt.

Ein Verfahren zur Realisierung von GaN-Substraten wird in Kapitel 5 vorgestellt. Mittels Hybrid-Gasphasenepitaxie (Hydride Vapor Phase Epitaxy, HVPE) können auf Grund der hohen Wachstumsrate sehr dicke GaN-Schichten abgeschieden werden, die auch als Substrate für weitere Epitaxie-Schritte verwendet werden können. Nach der Untersuchung der wichtigsten Epitaxieparameter werden die Eigenschaften der HVPE-Schichten beschrieben. Abschließend wird mit diesem Verfahren die Herstellung von GaN-Wafern mit einer Schichtdicke von über 250 μm gezeigt und somit die Eignung dieser Technologie für die Produktion von GaN-Substraten demonstriert.

Kapitel 2

Kristalldefekte

Eine große Schwierigkeit für die Gruppe-III-Nitride ist die hohe Versetzungsdichte dieser Materialien bei der Abscheidung auf Fremdsubstraten. In diesem Kapitel wird die Substrat-Problematik bei diesem Materialsystem erläutert sowie potenzielle Fremdsubstrate beschrieben. Es werden die Ursachen und die Auswirkungen von Kristalldefekten diskutiert sowie Methoden zur Bestimmung der Versetzungsdichte vorgestellt. Schließlich werden verschiedene Strategien zur Reduzierung der Versetzungsdichte aufgezeigt.

2.1 Materialeigenschaften von Galliumnitrid

Die Gruppe-III-Nitride sind aus der heutigen Halbleitertechnologie nicht mehr wegzudenken. Ausgehend von Galliumnitrid (GaN) mit seiner Bandlücke von 3,39 eV bei Raumtemperatur decken diese mit Indiumnitrid (InN) und Aluminiumnitrid einen Bandlückenbereich von 0,7 eV bis 6,2 eV ab (Abbildung 2.1).

In modernen Bauelementen werden in der Regel Heterostrukturen verwendet, welche durch Potenzialbarrieren die Verteilung der Ladungsträger beeinflussen (Electron Confinement). Bei optoelektronischen Bauelementen wird so der interne Wirkungsgrad entscheidend verbessert [2]. Laserdioden nützen Doppelheterostrukturen gleichzeitig als Lichtwellenleiter. Die leitenden Kanäle mit zweidimensionalem Elektronengas (2DEG) in den heutigen Feldeffekt-Transistoren (FETs) werden ebenso durch Heterostrukturen realisiert [3–6]. Die ternären Verbindungshalbleiter $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ spielen daher eine wichtige Rolle. Darüber hinaus ist heute auch das ternäre Material $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ [7, 8] oder sogar das quaternäre $\text{In}_x\text{Ga}_y\text{Al}_{1-x-y}\text{N}$ [9,10] in der Forschung von Interesse, da diese Materialien vielversprechende Kandidaten für Halbleiter mit größerem Bandabstand darstellen, welche sich gitterangepasst

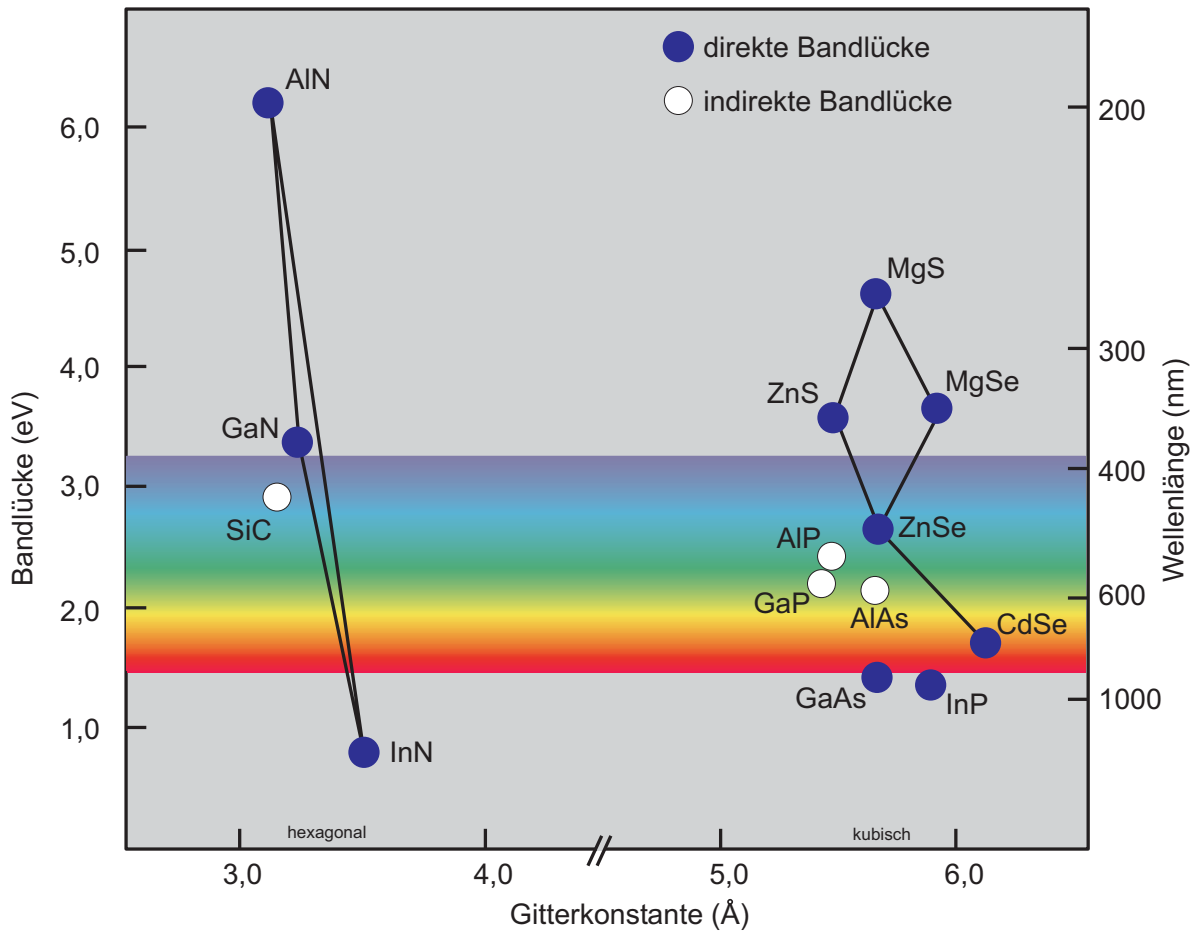


Abbildung 2.1: Bandabstände und Gitterkonstanten von Verbindungshalbleitern.

zu GaN wachsen lassen. Sowohl bei der Entwicklung von hoch-reflektierenden Bragg-Spiegeln [11] als auch für die Verbesserung von Feldeffekt-Transistoren [12] könnten diese Halbleiter einen Beitrag leisten, wengleich die epitaktische Abscheidung mit guter Qualität noch eine Herausforderung darstellt.

Die energetisch bevorzugte Kristallstruktur für GaN stellt das hexagonale Wurtzitgitter dar (Abbildung 2.2). Dieses besteht aus zwei hexagonalen Gittern, welche um $\frac{5}{8}c$ in c -Richtung gegeneinander verschoben sind, was einer ABAB Stapelfolge entspricht. Die Gitterkonstanten betragen bei GaN $a = 3,189 \text{ \AA}$ und $c = 5,185 \text{ \AA}$ [13]. Durch diesen Aufbau ergibt sich eine polare Struktur des Gitters, die sich in den ausgeprägten piezoelektrischen Eigenschaften der Kristalle widerspiegelt [14–16]. Die piezoelektrischen Felder werden beispielsweise in Feldeffekt-Transistoren genutzt, um am Übergang zwischen zwei verschiedenen Materialien ein zweidimensionales Elektronengas zu erzeugen [3–6].

Bei einer Stapelfolge ABCABC hingegen entsteht die kubische Zinkblende-Struktur (Abbil-

dung 2.3a), welche zwar energetisch weniger günstig ist, aber als „Defekt“ auftreten kann, beispielsweise beim Anwachsen auf einem kubischen Substrat. Die Gitterkonstante beträgt in diesem Fall etwa $4,5 \text{ \AA}$ [17–19]. Nur durch Verwendung entsprechender kubischer Substrate und unter speziellen Epitaxiebedingungen lässt sich GaN in dieser kubischen Phase in begrenztem Umfang synthetisieren [20–22]. In seltenen Fällen kann GaN auch in Steinsalz-Struktur auftreten [23, 24] (Abbildung 2.3b). Diese Phase entsteht jedoch nur unter enorm hohem Druck [25].

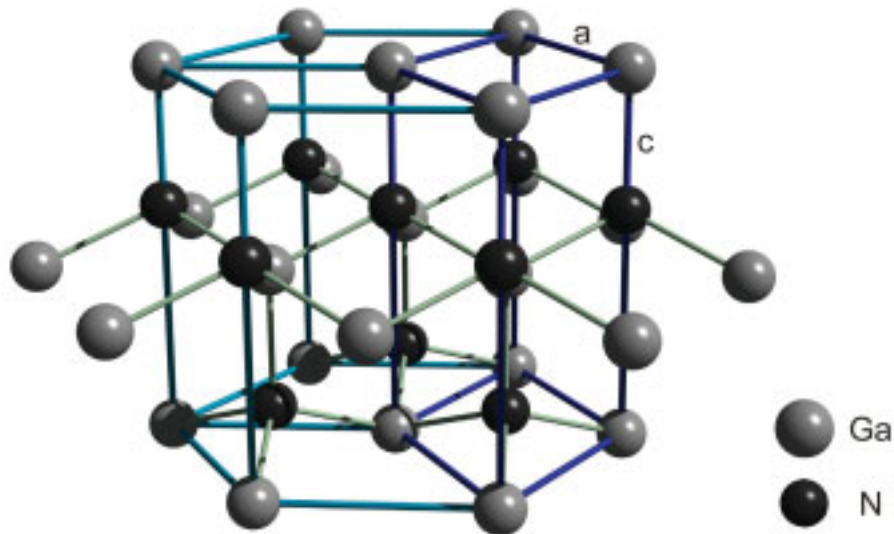


Abbildung 2.2: Das Wurtzitgitter ist die energetisch günstigste Kristallstruktur für GaN.

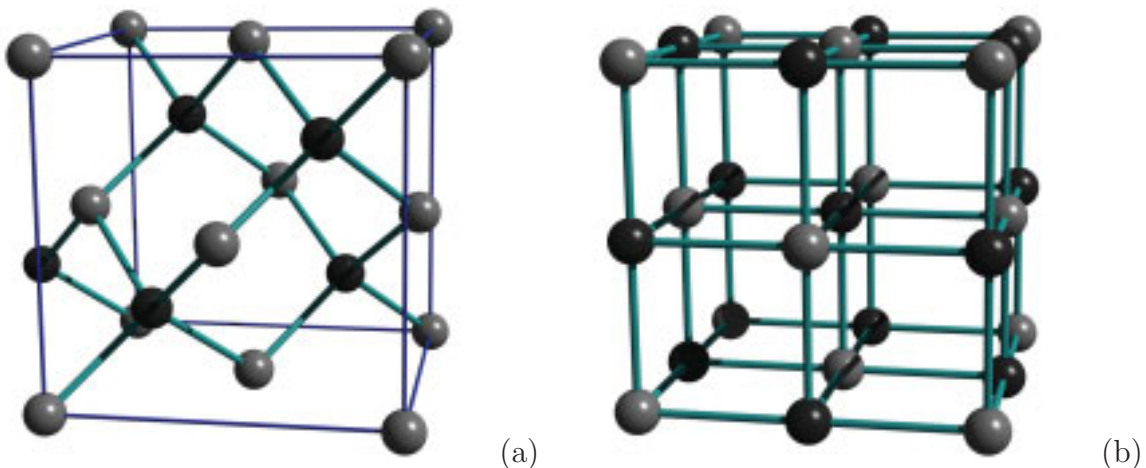


Abbildung 2.3: GaN tritt in seltenen Fällen auch in Zinkblende-Struktur (a) oder in Steinsalz-Struktur (b) auf.

2.2 Potenzielle Substrate für GaN

GaN-Kristalle zur Homoepitaxie

Für epitaktisches Wachstum von Kristallschichten benötigt man geeignete Substrate. In der Regel wird hierzu ein Wafer aus demselben Material verwendet. Für fast alle Halbleiter können Wafer hergestellt werden, indem man nach dem Czochralski-Verfahren Kristalle aus der Schmelze zieht [26]. Bei Galliumnitrid ist dies jedoch nicht möglich, da dieses Material unter technisch realisierbaren Bedingungen bei Erhitzung nicht schmilzt, sondern in Gallium und Stickstoff zerfällt [27]. Ein entsprechendes Phasendiagramm von GaN sowie InN und AlN ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

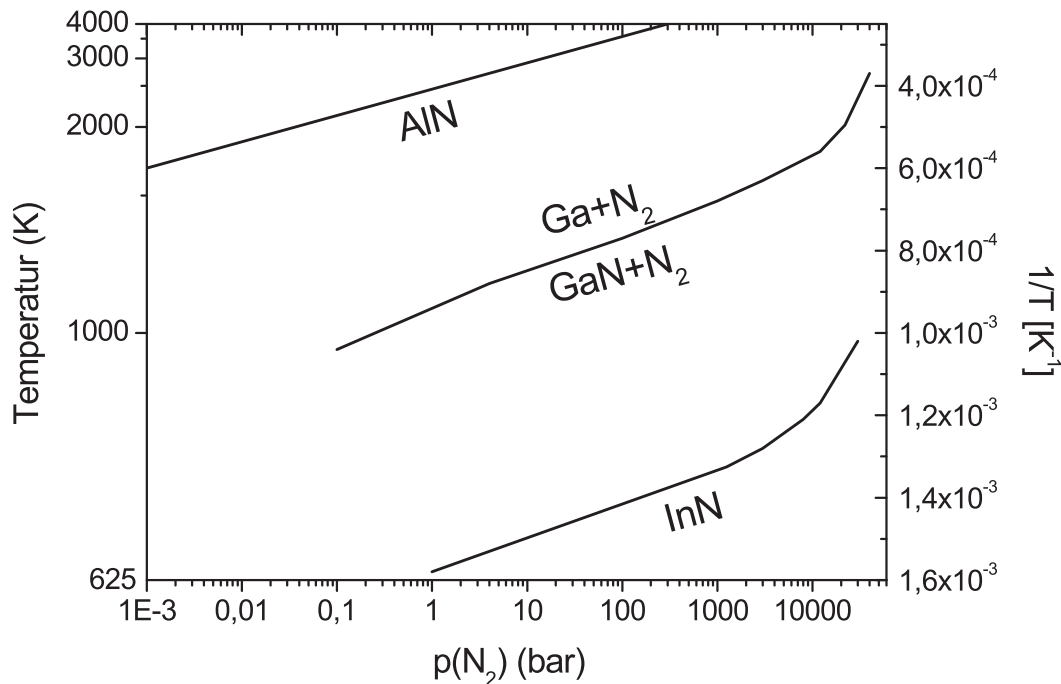


Abbildung 2.4: Phasendiagramm von AlN, GaN und InN; oberhalb der jeweiligen Kurve zerfallen die Halbleiter in ihre Bestandteile [27].

Grund für diese Eigenschaften ist die hohe Bindungsenergie von N_2 mit 9,72 eV pro Molekül zusammen mit der hohen Verdampfungsenthalpie des Galliums von 2,81 eV pro Atom, obgleich die Bindungsenergie von GaN mit 9,12 eV pro Atompaar ebenfalls sehr hoch liegt [28]. Dies hat zur Folge, dass das Gleichgewicht bei der Synthese von GaN entsprechend der Gleichung



stark zu den Ausgangsmaterialien Gallium und Stickstoff verschoben ist.

Um GaN trotzdem in flüssigem Zustand zu erhalten, sind Temperaturen von über 2200 °C notwendig. Der notwendige Druck, um eine Zersetzung zu verhindern, liegt bei etwa 6 kbar [29]. Daher ist eine Züchtung aus der Schmelze technisch nur schwer realisierbar.

Dennoch gibt es Ansätze, unter extrem hohem Druck und extrem hohen Temperaturen aus Gallium und Stickstoff Kristalle zu züchten. Porowski et al. konnten bei einem Stickstoff-Druck von 12 bis 20 kbar und einer Temperatur zwischen 1400 °C und 1700 °C Galliumnitrid-Plättchen mit einer Größe bis zu 100 mm² herstellen (Abbildung 2.5). Die typische Wachstumsdauer für solche GaN-Plättchen beträgt 120 bis 150 Stunden [30]. Die Kristallqualität ist hervorragend, die Halbwertsbreiten der Röntgen-Messungen liegen bei nur 20 bis 40 Bogensekunden. Die geringe Größe dieser Kristalle sowie der hohe Aufwand und auch die mangelnde Reproduzierbarkeit des Verfahrens lassen jedoch bislang eine industrielle Verwendung nicht zu.



Abbildung 2.5: GaN-Plättchen [30]
(Linienabstand 1 mm).

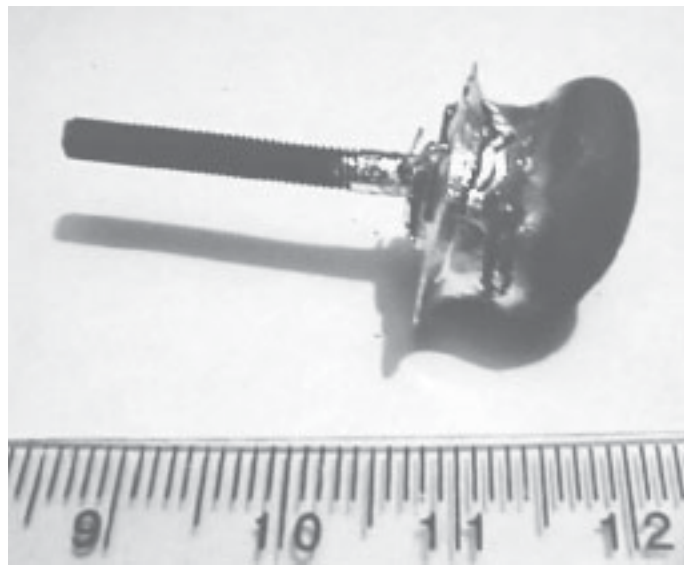


Abbildung 2.6: GaN-Kugel [31] (Skala in cm).

Ein ähnliches Verfahren wurde von Sukhoveyev et al. vorgestellt [31]. Im Gegensatz zu den Hochdruckverfahren wird hierbei ein Graphit-Stab als Kristallisationskeim eingesetzt. Bei einer Temperatur im Bereich von 850 °C bis 1000 °C und einem Druck von weniger als 2 bar können dann aus einer auf Gallium basierenden Schmelze Kristalle gezogen werden. Dabei

erhält man GaN-Kugeln mit einem Durchmesser von etwa 20 mm und einer Länge von etwa 15 mm (Abbildung 2.6). Allerdings sind diese Kugeln aus einzelnen Kristalliten zusammengesetzt und daher als Substrat für die Epitaxie ungeeignet.

Die derzeit vielversprechendste Methode zur Herstellung von Galliumnitrid-Wafern ist das epitaktische Wachstum dicker Galliumnitrid-Schichten. Dazu eignet sich die Hydrid-Gasphasen-Epitaxie (Hydride Vapor Phase Epitaxy, HVPE) besonders, da mit diesem Verfahren Wachstumsraten von mehr als 100 μm pro Stunde möglich sind. Dieses Epitaxieverfahren wird in Kapitel 5 im Detail diskutiert. Wie bei allen Epitaxieverfahren ist auch beim Wachstum mit HVPE stets ein geeignetes Substrat notwendig. Die Abscheidung von Schichten mit einer Dicke von mehreren hundert Mikrometern ist daher nicht trivial, da in Abhängigkeit des gewählten Substrats durch die Differenz der thermischen Ausdehnungskoeffizienten so starke Verspannungen auftreten, dass der Wafer sich wölbt oder zerbricht. Eine beliebige Steigerung der Schichtdicke wird darüber hinaus auch durch parasitäre Depositionen erschwert, welche die Gasflüsse beeinträchtigen und sogar den Reaktor selbst beschädigen können. Neben einer hohen Schichtdicke ist auch eine gute Kristallqualität erforderlich, um die gewachsenen Schichten als Substrate für Bauelemente einsetzen zu können. Der Einsatz von Fremdsubstraten führt auch hier zunächst wieder zu einer hohen Versetzungsdichte, die jedoch mit zunehmender Schichtdicke abnimmt (siehe Abschnitt 2.6.2).

Nach der Abscheidung von mehreren hundert Mikrometern Material ist die Galliumnitrid-Schicht stabil genug, um sie vom Substrat abzulösen und auf diese Weise freistehende GaN-Substrate zu erhalten. Auch die Ablösung stellt eine Herausforderung dar, da Fremdsubstrate wie Saphir oder Siliziumcarbid chemisch inert sind und daher nicht durch nasschemisches Ätzen entfernt werden können. Alternativen stellen rein mechanisches Läppen oder, im Falle von Saphir, das Laser-Liftoff-Verfahren dar. Gelingt es, die Schichtdicke noch weiter zu steigern, so kann der gewachsene Kristallzylinder in einzelne Wafer zersägt werden [32].

Fremdsubstrate

Solange Galliumnitrid selbst als Substratmaterial nicht zur Verfügung steht, muss bei der Epitaxie auf Fremdsubstrate zurückgegriffen werden. Hierbei gilt es, eine Reihe von Anforderungen zu beachten. Die Gitterkonstanten des Substrats sollten so gut wie möglich mit denen von Galliumnitrid übereinstimmen, um die Entstehung von Versetzungen und mechanischen Spannungen zu vermeiden. Auch die thermischen Ausdehnungskoeffizienten sollten keine große Abweichung zeigen, da sonst beim Abkühlen von Wachstumstemperatur auf Raumtemperatur Verspannungen im Wafer auftreten, die zu einer Verformung oder gar zum Zerreißen der Schicht führen können. Die Stabilität des Materials gegenüber den verwend-

Substrat	Kristallgitter	Gitterfehl- anpassung zu GaN [%], 300K	Diff. d. therm. Ausdehnungs- koeff. [$\cdot 10^{-6}$]	Spalt- ebene	Stabilität für VPE- Prozess	Kosten [\$/cm ²]
Al ₂ O ₃	Korund	13,8	1,9	(1 $\bar{1}$ 02)	gut	2
6H-SiC	ZnS 6H	-3,4	-1,4	(1 $\bar{1}$ 00) (11 $\bar{2}$ 0) (0001)	gut	50
Si	Diamant	20,1	-2,0	(111)	gut	< 0,01
GaAs	Zinkblende	25,3	0,4	(111)	ausreichend	4
GaP	Zinkblende	20,7	0,9	(110)	ausreichend	n.a.
MgO	Steinsalz	-6,5	4,9	(100)	ausreichend	20
MnO	Steinsalz	-1,4	n.a.	(100)	instabil	n.a.
CoO	Steinsalz	-5,4	n.a.	(100)	instabil	n.a.
NiO	Steinsalz	-7,6	n.a.	(100)	instabil	n.a.
MgAl ₂ O ₄	Spinel	-10,3	1,9	(100)	gut	n.a.
NdGaO ₃	Perovskit	-1,2	1,9	(011)	ausreichend	n.a.
ZnO	Wurtzit	2,0	-2,7	(1 $\bar{1}$ 00) (11 $\bar{2}$ 0) (0001)	ausreichend	300
LiAlO ₂	β -NaFeO ₂	1,7	1,7	(001)	instabil	60
LiGaO ₂	β -NaFeO ₂	-0,1	1,9	(010)	instabil	20
LiNbO ₃	Ilmenit	-6,7	9,9	(1 $\bar{1}$ 02)	instabil	n.a.
LiTaO ₃	Ilmenit	-6,8	10,6	(1 $\bar{1}$ 02)	ausreichend	n.a.

Tabelle 2.1: Potenzielle Substrate für GaN [33,34].

ten Quellmaterialien muss auch bei den recht hohen Wachstumstemperaturen gegeben sein. Nicht zuletzt spielen auch die Kosten des Substrats für den industriellen Einsatz eine nicht unerhebliche Rolle.

In Tabelle 2.1 ist eine Übersicht über potenzielle Fremdsubstrate zusammengestellt. Die wichtigsten sind im Folgenden aufgeführt:

- Saphir

Saphir (Al₂O₃), in seiner reinen Form eigentlich Korund genannt, ist das gängigste Substrat. Üblicherweise wird die c-Ebene des Saphirs verwendet. Die Gitterkonstante in dieser Ebene weist gegenüber Galliumnitrid einen Unterschied von etwa 33 % auf. Durch ein um 30° verdrehtes Aufwachsen sinkt die Gitterfehl-anpassung auf 13,8 % (Ab-

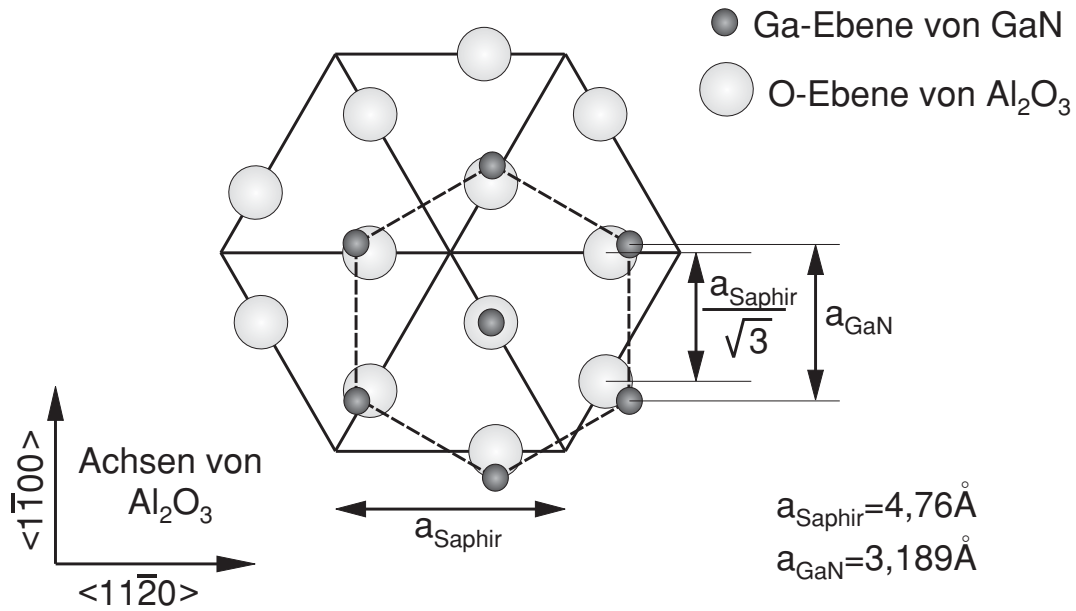


Abbildung 2.7: Verdrehtes Wachstum von GaN auf Saphir [35].

bildung 2.7) [35]. Diese immer noch hohe Differenz führt zu einer hohen Versetzungsdichte im Bereich 10^{10} cm^{-2} [36], welche aber durch geeignete Nukleationsschichten wie etwa Niedertemperatur-Galliumnitrid (LT-GaN) [37] oder Aluminiumnitrid (AlN) [38] reduziert werden kann.

Bei optoelektronischen Bauelementen bietet Saphir den Vorteil, dass er über den ganzen sichtbaren Spektralbereich bis weit ins Ultraviolette transparent ist. Dadurch wird nicht nur die Absorption des Lichts vermieden, sondern auch die Herstellung von Bauelementen mit Auskopplung durch das Substrat hindurch ermöglicht.

Saphir ist sowohl thermisch als auch elektrisch ein Isolator, wodurch die Ableitung von Verlustwärme erschwert wird und die Verwendung von Rückseitenkontakten unmöglich ist.

- Siliziumcarbid

Auch Siliziumcarbid (SiC) findet als Substrat für Galliumnitrid häufig Verwendung. Mit einer Gitterfehlpassung von nur 3,4% ist SiC unter den industriell relevanten Substraten das mit der geringsten Fehlanpassung. Die Abweichung zu AlN beträgt sogar nur etwa 1%. Daher eignen sich AlGaN-Schichten hier besonders gut zur Nukleation [39].

Da Siliziumcarbid selbst ein Halbleiter ist, stehen sowohl leitende Substrate zur Realisierung von Rückseitenkontakten als auch die für Hochfrequenztransistoren benötigten

semi-isolierenden Substrate zur Verfügung. Für optoelektronische Bauelemente ist zu berücksichtigen, dass der indirekte Bandabstand des üblichen 6H-SiC mit 2,86 eV unter dem Bandabstand von Galliumnitrid liegt. Das bedeutet, dass 6H-SiC Licht mit entsprechend kurzen Wellenlängen absorbiert. Eine Alternative könnte 4H-SiC darstellen, welches bei ähnlicher Fehlanpassung einen Bandabstand von 3,2 eV aufweist.

Die Wärmeleitfähigkeit von SiC übersteigt mit 4,9 W/cmK sogar die von Galliumnitrid (1,3 W/cmK). Im Gegensatz zu den meisten anderen Substraten ist die thermische Ausdehnung von SiC geringer als die von Galliumnitrid. Dies hat zur Folge, dass GaN-Schichten auf SiC-Substraten beim Abkühlen tensil verspannt werden und daher eher zur Bildung von Rissen neigen.

Die im Vergleich zu Saphir etwa um den Faktor 10 erhöhten Substratkosten können sich gegebenenfalls bereits dadurch amortisieren, dass bei Rückseitenkontaktierung wesentlich mehr Bauelemente auf einem Wafer untergebracht werden können.

- Silizium

Silizium ist trotz seiner kubischen Kristallstruktur ebenfalls als Substrat für Galliumnitrid sehr interessant. Im Gegensatz zu den üblichen (100)-Substraten mit einer Gitterkonstante von 5,43 Å verwendet man für GaN-Epitaxie Silizium in (111)-Orientierung, welches dann eine effektive Gitterkonstante von 3,84 Å aufweist. Da auch dann die Fehlanpassung noch etwa 20% beträgt, ist der Schlüssel zu dieser Technologie die Entwicklung geeigneter Pufferschichten. Verbesserungen der Kristallstruktur wurden etwa durch Puffer aus AlN [40, 41], Aluminiumarsenid (AlAs) [42], Aluminiumoxid (AlO_x) [43] oder Siliziumnitrid (SiN) [44] erzielt.

Bei Silizium sind zwei entscheidende Vorteile zu nennen: Silizium ist der mit Abstand am häufigsten verwendete Halbleiter, daher sind Silizium-Substrate außerordentlich preiswert und qualitativ hochwertig. Darüber hinaus ist auf diesem Wege eine monolithische Integration von Silizium-Elektronik und GaN-Optoelektronik möglich.

Ein Nachteil, zumindest für optoelektronische Bauelemente, stellt der relativ kleine Bandabstand von 1,12 eV dar. Dies lässt sich jedoch durch nasschemisches Entfernen des Substrates umgehen.

Der Halbleiter Hersteller Nitronex-Corporation hat bereits AlGaIn-GaN-Transistoren auf Silizium bis zur Marktreife entwickelt [45]. Auch GaN-Leuchtdioden auf Silizium wurden bereits von mehreren Forschungsgruppen vorgestellt [46].

- Galliumarsenid

Der besondere Vorteil von Galliumarsenid (GaAs) als Substrat besteht in der geringen Differenz der thermischen Ausdehnungskoeffizienten von GaAs und GaN. Daher werden GaAs-Substrate von einigen Gruppen, beispielsweise von Sumitomo [47, 48], speziell beim Wachstum von dicken GaN-Schichten eingesetzt, um Verspannungen und die dadurch bedingte Entstehung von Rissen zu vermeiden.

Da auch GaAs eine kubische Kristallstruktur aufweist, bietet sich (111)-GaAs an. Die effektive Gitterkonstante liegt in diesem Fall bei $3,99 \text{ \AA}$ und führt zu einer hohen Fehl-anpassung von etwa 25 % [49].

Alternativ kann auch (001)-GaAs eingesetzt werden [22]. Da an dieser Facette die kubische Gitterstruktur hervortritt, wächst zunächst eine Pufferschicht aus ebenfalls kubischem Galliumnitrid. Die Wahl der Epitaxieparameter entscheidet dann, ob weiterhin kubisches Galliumnitrid favorisiert wird oder auf der kubischen Pufferschicht hexagonales Galliumnitrid entsteht.

Eine besondere Herausforderung liegt darin, dass Ammoniak bei den üblichen Wachstumstemperaturen von über $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ Galliumarsenid zersetzt. Daher ist das Substrat durch eine Niedertemperatur-Galliumnitrid-Schicht zu schützen.

Die darüber hinaus in Tabelle 2.1 aufgeführten Materialien weisen zwar durchaus Eigenschaften auf, die sie gerade als Substrat für GaN sehr interessant erscheinen lassen, dennoch sind sie zur Zeit kaum von Bedeutung. Teilweise halten die Materialien den extremen Bedingungen während des Wachstums nicht stand, teilweise sind sie selbst kaum erhältlich.

2.3 Ursache von Versetzungen

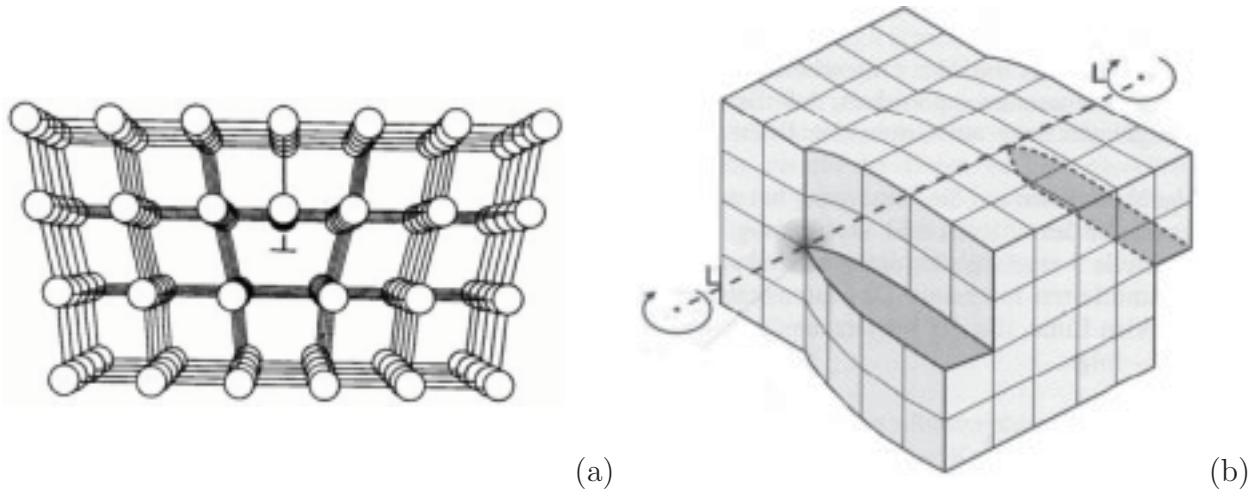


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung einer Stufenversetzung (a) und einer Schraubenversetzung (b) [50].

Die Ursache für die hohe Versetzungsdichte der heutigen Galliumnitrid-Epitaxieschichten ist in erster Linie die Gitterfehlانpassung zu den verwendeten Fremdsubstraten. Ist die Differenz der Gitterkonstanten klein, so kann diese durch eine elastische Verformung, also eine Verspannung, ausgeglichen werden. Übersteigt die Dicke der Epitaxieschicht jedoch einen kritischen Wert, so ist die Relaxation des Gitters durch den Einbau von Versetzungen energetisch günstiger. Theoretische Berechnungen zeigen, dass bei den üblichen Fremdsubstraten für das GaN-Wachstum die Gitterfehlانpassung jedoch so groß ist, dass bereits nach einer Monolage die kritische Schichtdicke überschritten ist [51]. Daher wird ein Großteil der Gitterfehlانpassung direkt an der Grenzfläche zum Substrat durch Versetzungen ausgeglichen. Analysen des Übergangsbereichs zwischen Galliumnitrid und Saphir mittels Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) haben dies bestätigt [52]. Versetzungslinien, welche entlang des Übergangs verlaufen, haben keinen direkten Einfluss auf die darüber liegenden Schichten. Allerdings verläuft ein Teil der Versetzungen auch senkrecht zum Substrat, also in (0001)-Richtung.

Versetzungen werden durch den Burgersvektor \vec{b} charakterisiert, der die Differenz zwischen einem Umlauf um den Gitterfehler und einem Umlauf im fehlerfreien Gitter wiedergibt. Man unterscheidet zwischen Stufenversetzungen (Abbildung 2.8a) mit Burgersvektor senkrecht zur Versetzungslinie (beim Wachstum von GaN in (0001)-Richtung bedeutet dies $\vec{b} = \langle 11\bar{2}0 \rangle$), Schraubenversetzungen (Abbildung 2.8b) mit Burgersvektor parallel zur Ausbreitungsrichtung ($\vec{b} = \langle 0001 \rangle$), und gemischten Typen ($\vec{b} = \frac{1}{3}\langle 11\bar{2}3 \rangle$). Der Fall einer un-

vollständigen Versetzung, also einer Versetzung, welche kleiner als der Gitterabstand ist, entspricht einem Stapelfehler. Diese Stapelfehler ermöglichen den Übergang zwischen hexagonalem und kubischem GaN.

Bei MOVPE-Wachstum (Metallorganische Gasphasenepitaxie, siehe Abschnitt 3.1) von Galliumnitrid beginnt der Wachstumsprozess in Form von einzelnen Galliumnitrid-Inseln auf der Substratoberfläche. Die Größe dieser Strukturen liegt bei etwa 0,3 bis 0,5 μm und kann über verschiedene Wachstumsparameter beeinflusst werden [53]. Während des weiteren Wachstums vergrößern sich diese Inseln zunächst, bevor sie dann zu einer geschlossenen Schicht koaleszieren. Die Kristallgitter der einzelnen Inseln beziehungsweise Säulen können dabei gegeneinander verdreht und verkippt sein, wie in Abbildung 2.9 dargestellt ist. An der Grenzfläche zwischen den Säulen muss die Orientierung der Kristallgitter daher durch Kleinwinkelkorngrenzen ausgeglichen werden. Der Sonderfall einer reinen Kippgrenze entspricht einer periodischen Aneinanderreihung von Stufenversetzungen. Der Abstand d zwischen den einzelnen Versetzungen ist dabei durch den Drehwinkel θ und den Burgersvektor \vec{b} vorgegeben (Abbildung 2.10a). Ebenso wird der Sonderfall der reinen Drehgrenze durch eine Aneinanderreihung von Schraubenversetzungen realisiert (Abbildung 2.10b). In realen Kristallen findet man eine Kombination dieser beiden Fälle.

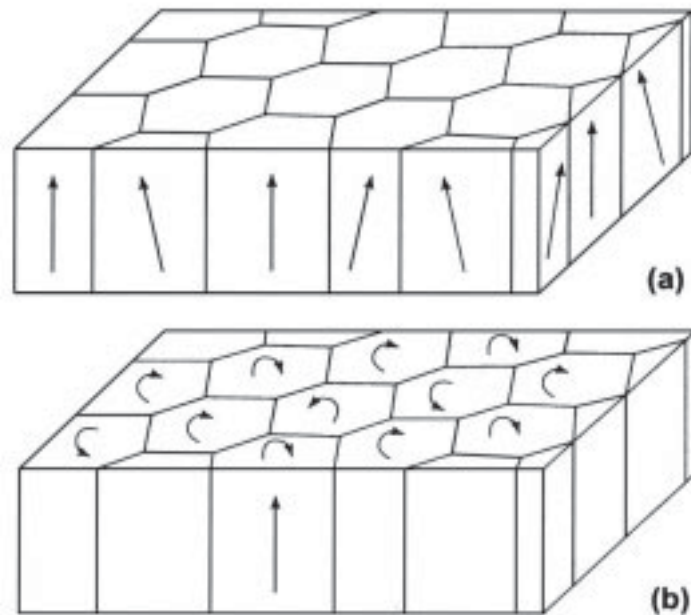


Abbildung 2.9: Kolumnares Wachstum mit gegeneinander verkippten (a) und verdrehten (b) Säulen [54].

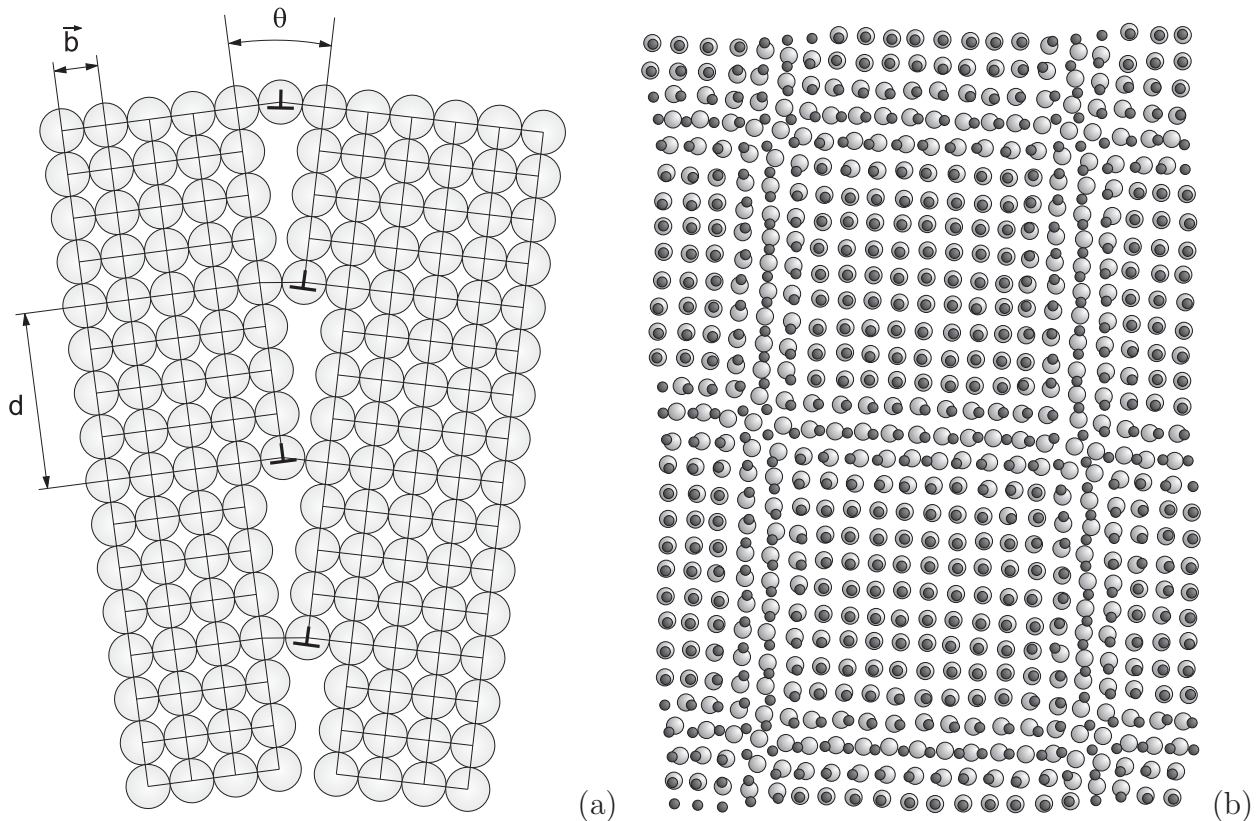


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung von Kippgrenze (a) und Drehgrenze (b) [55].

2.4 Auswirkungen von Versetzungen

Versetzungen haben eine Vielzahl von unterschiedlichen Auswirkungen sowohl auf das wachsende Kristallgitter als auch auf die Kenndaten und die Lebensdauer von Bauelementen. Ein detaillierter Überblick über diese Effekte wird von Speck et al. in Referenz [56] gegeben.

2.4.1 Effekte bei der Epitaxie

Bereits während der Epitaxie spielen Versetzungen eine wichtige Rolle für die Homogenität der entstehenden Schicht. Beispielsweise wird beim Wachstum von InGaN die Entstehung von V-förmigen Wachstumsdefekten beobachtet. Innerhalb der InGaN-Schicht bilden sich inverse hexagonale Pyramiden, die einen anderen Indium-Gehalt aufweisen. Diese Defekte treten genau an den Stellen auf, an denen sich im darunter liegenden Material Versetzungen befinden. Ursache dafür ist, dass die Ausbildung dieser V-Defekte energetisch günstiger ist als die Weiterführung der Versetzung [57]. Diese Art von Defekten vereitelt das Wachstum von homogenen Quantenfilmen, wie sie für Bauelemente benötigt werden.

Ebenso besteht die Vermutung, dass Silizium-Atome bevorzugt an Stufenversetzungen eingebaut werden und demnach die Homogenität der Dotierung durch die Versetzungen beeinflusst wird [58].

2.4.2 Auswirkung auf Bauelemente

Versetzungen können als nichtstrahlende Rekombinationszentren wirken und verringern dadurch die Effizienz von optoelektronischen Bauelementen. Dies lässt sich gut anhand einer Gegenüberstellung von Aufnahmen mit Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM) und Kathodolumineszenz (KL) nachweisen, wie in Abbildung 2.11 zu sehen ist [59]. Die Obergrenze der Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger liegt hierbei je nach Literaturquelle im Bereich 50 nm [59] bis 200 nm [60].

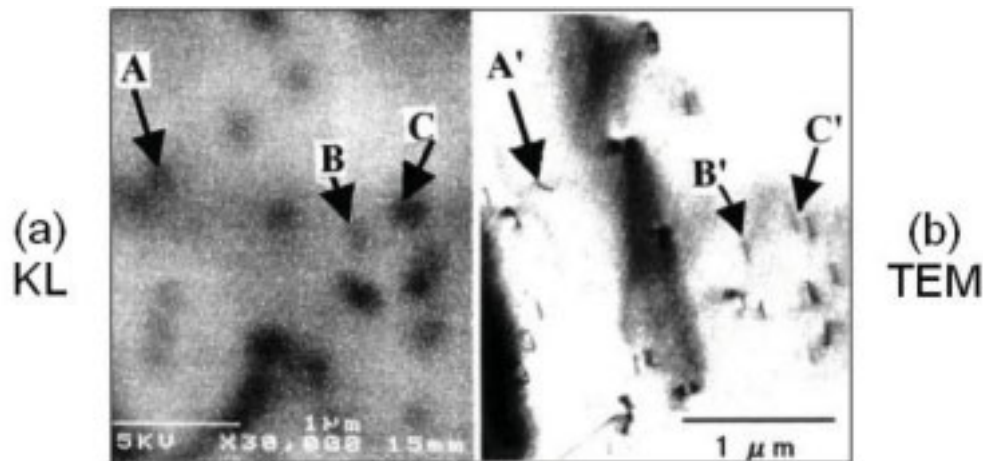


Abbildung 2.11: Gegenüberstellung von KL-Aufnahme (a) und TEM-Aufnahme (b). Dunkle Stellen in der KL entsprechen Versetzungen [59].

Versetzungen sind bestimmten Energieniveaus zugeordnet. Sofern diese innerhalb der Bänder liegen, spielen sie zunächst keine Rolle. Wenn diese allerdings innerhalb der Bandlücke liegen, sind sie elektrisch aktiv und wirken als Traps. Die Bestimmung der genauen Lage der Niveaus stellt noch immer eine Herausforderung dar, da sie von der genauen Struktur des Versetzungskerns abhängt. Elsner et al. haben anhand theoretischer Berechnungen gezeigt, dass sowohl Stufen- als auch Schraubenversetzungen selbst nicht elektrisch aktiv sind [61]. Jedoch sind auf Grund der Gitterstörung im Bereich von Stufenversetzungen mit erhöhter Wahrscheinlichkeit Gallium-Fehlstellen und Sauerstoff Fremdatome anzutreffen. Komplexe dieser Art sind hingegen elektrisch aktiv und tragen zur Lumineszenz im gelben Spektralbereich bei [62]. Wright et al. allerdings sind im Gegensatz dazu bei

theoretischen Berechnungen der Bildungsenergien von Stufenversetzungen unterschiedlicher Kernstruktur zum Ergebnis gekommen, dass diese durchaus Energieniveaus innerhalb der Bandlücke aufweisen und daher als Traps wirken [63]. Auch wenn die genaue Ursache noch nicht endgültig geklärt ist, so ist unumstritten, dass Versetzungen die elektrischen Eigenschaften von GaN beeinflussen können. Dies wurde beispielsweise durch Vergleiche zwischen Aufnahmen mit Raster-Kraft-Mikroskopie (atomic force microscopy, AFM) und Raster-Kapazitäts-Mikroskopie (scanning capacitance microscopy, SCM) experimentell bestätigt, wobei Ladungen im Bereich von Versetzungen nachgewiesen wurden [64].

Wenn Versetzungen geladene Störstellen sind, so ist zu erwarten, dass sie auch als Streuzentren für Ladungsträger wirken und dadurch die Beweglichkeit von der Versetzungsdichte abhängt. Es gibt hierzu theoretische Berechnungen (Abbildung 2.12), die dies in sehr gutem Einklang mit experimentellen Daten bestätigen [65, 66]. Dieser Effekt kommt auch bei der Beweglichkeit im 2DEG (2-dimensionales Elektronengas) des Kanals von Transistoren zum Tragen [67].

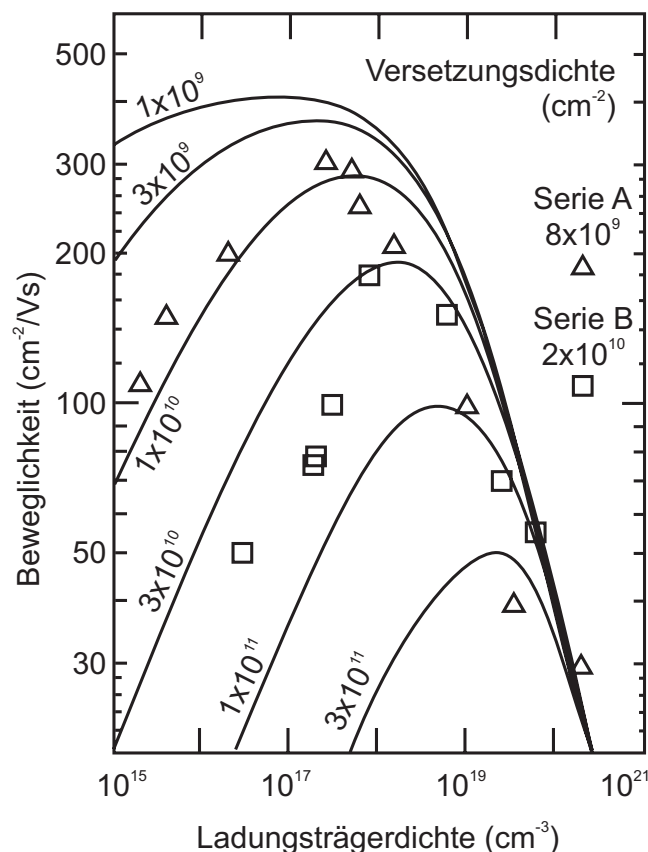


Abbildung 2.12: Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Versetzungsdichte und der Ladungsträgerkonzentration [65].

Darüber hinaus führen die elektrischen Niveaus von Versetzungen innerhalb der Bandlücke auch zu deutlich erhöhten Leckströmen. Vergleicht man pn-Dioden mit üblicher Versetzungsdichte mit identischen Dioden auf defektreduziertem Material, so ergibt sich bei den Leckströmen ein Unterschied von über 3 Größenordnungen [68]. Die Leckströme sind hauptsächlich den Schraubenversetzungen zuzuordnen [69]. Dieser Effekt wirkt sich auf Schwellstromdichten und Effizienzen von Laserdioden [70] sowie auf Gate-Leckströme von Transistoren aus [71].

Ein weiterer Gesichtspunkt ist die Lebensdauer von Bauelementen. Auch hier sind Bauelemente mit geringer Versetzungsdichte deutlich überlegen. In Abbildung 2.13 ist dies am Beispiel von Laserdioden dargestellt [72, 73]. Die Lebensdauer hängt zunächst von der Anregungsleistung ab, spaltet sich dann aber deutlich nach Versetzungsdichte auf. Dabei kann wiederum eine Reihe der bereits beschriebenen Effekte beteiligt sein. Eine geringere Effizienz der Bauelemente führt auch zu einer stärkeren Erwärmung, die wiederum die Lebensdauer

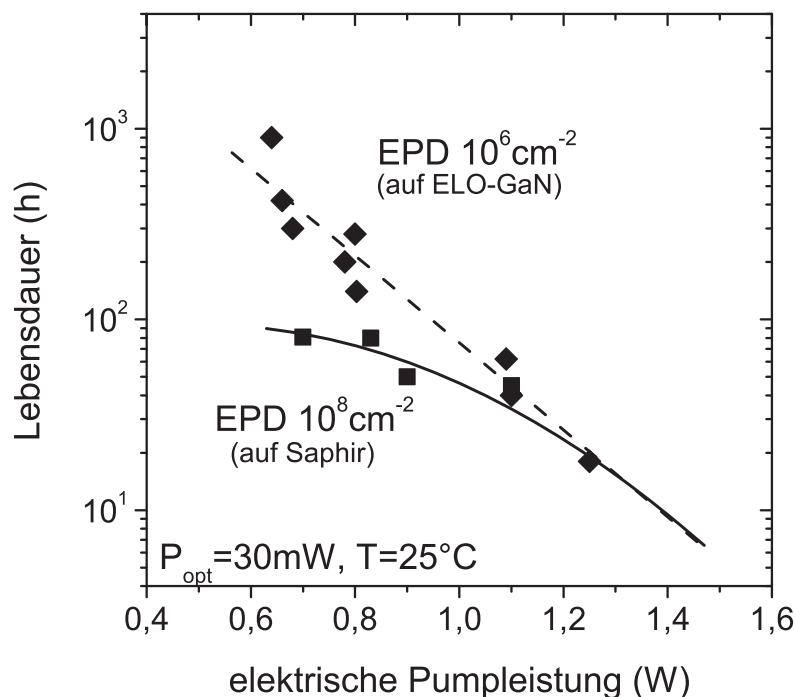


Abbildung 2.13: Lebensdauer von Laserdioden unterschiedlicher Versetzungsdichte (EPD, Etch Pit Density) [73].

er reduziert. Darüber hinaus ist zu bemerken, dass Versetzungen auch als Diffusionspfade wirken können und auf diese Weise die Struktur der Bauelemente verändern oder, etwa bei Eindiffusion von Metallen, Kurzschlüsse verursachen [74].

Versetzungen können im Kristall wandern oder auch neu entstehen, wenn mechanische Kräfte wirken. Die Wanderung von Versetzungen entspricht einer plastischen Verformung des Materials. Die Beweglichkeit μ_D der Versetzungen ist neben der Temperatur T von der Aktivierungsenergie E_D für die Bewegung abhängig [75]:

$$\mu_D = \frac{V_0}{\tau_0} \exp\left(\frac{-E_D}{k_B T}\right) \quad (2.2)$$

Die Konstanten V_0 und τ_0 dienen zur Normierung, V_0 entspricht der Geschwindigkeit der Versetzungen bei einer Spannung von $\tau_0 = 1$ MPa. Die Aktivierungsenergie E_D ist wiederum proportional zu dem Bandabstand des Halbleiters E_g . Daher ist die nötige Aktivierungsenergie für das Wandern von Versetzungen bei GaN hoch im Vergleich zu anderen Halbleitern. Die Beweglichkeit der Versetzungen in GaN ist im Vergleich zu GaAs bei Raumtemperatur um den Faktor 10^{10} bis 10^{16} , beim Betrieb von Bauelementen sogar um den Faktor 10^{20} reduziert. Daher ist ein Wandern der Versetzungen in GaN unwahrscheinlich.

2.5 Nachweis von Versetzungen

Grundlage für eine Optimierung der Versetzungsdichte ist eine zuverlässige Methode zu deren Bestimmung. Hierzu existieren diverse Verfahren, die im Folgenden erläutert werden.

2.5.1 Nasschemische Ätzverfahren

Ein klassisches Verfahren zur Bestimmung der Versetzungsdichte ist das nasschemische Anätzen der Probe. Dieses Verfahren wird bei anderen Halbleitern wie Galliumarsenid oder Indiumphosphid in der industriellen Fertigung zur Charakterisierung der Versetzungsdichte eingesetzt [76, 77]. Mit geeigneten Chemikalien wird unter entsprechenden Prozessbedingungen die Probenoberfläche dort selektiv angegriffen, wo Versetzungen aus dem Kristall an die Oberfläche treten. Dadurch entstehen an diesen Stellen Ätzkrater (Etch-Pits), welche dann mittels Mikroskopie ausgewertet werden können.

Für Galliumnitrid eignen sich beispielsweise heiße Phosphorsäure (H_3PO_4) oder Schwefelsäure (H_2SO_4) sowie geschmolzenes Kalilumhydroxid oder Natriumhydroxid [78]. Allerdings kann das Ätzverhalten je nach verwendeter Mischung deutlich anisotrop mit stark erhöhter

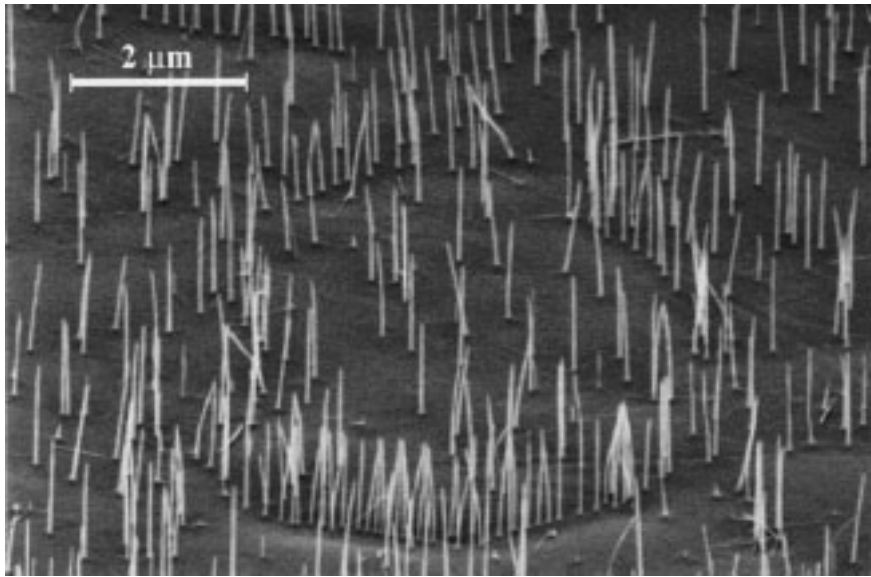


Abbildung 2.14: REM-Aufnahme einer PEC-geätzten Probe, die Nadeln stellen Versetzungen dar [79].

lateralen Ätzrate sein. Dadurch wird die zeitliche Kontrolle des Ätzprozesses problematisch, da die einzelnen Etch-Pits erst nach einer bestimmten Zeit eine kritische Größe erreicht haben, sich dann aber rasch vergrößern. Darüber hinaus ist dieses Verfahren zur Analyse von Proben auf strukturierten Substraten weniger geeignet, da die Oberfläche dieser Strukturen oft aus mehreren Kristallfacetten besteht.

Ebenfalls zu den nasschemischen Ätzverfahren ist das Photo-Elektro-Chemische Ätzen (PEC) [79, 80] zu zählen, bei welchem die Probe in einer elektrochemischen Zelle einer wässrigen Lösung von Kaliumhydroxid ausgesetzt wird. Durch Beleuchtung mit UV-Licht werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, die in Verbindung mit der angelegten Spannung zu einem Materialabtrag führen. Da Versetzungen als Rekombinationszentren wirken, sind in deren unmittelbarer Nähe keine Ladungsträger vorhanden. Der Stromfluss und somit auch der Ätzvorgang werden lokal unterbunden. Nur die defektfreie Oberfläche wird abgetragen, während das Material entlang einer Versetzung als Nadel stehen bleibt, wie in Abbildung 2.14 zu erkennen ist [79]. Da auch dieses Verfahren eine starke Anisotropie zeigt, eignet es sich ebenfalls nicht für Proben auf strukturierten Substraten.

2.5.2 Transmissions-Elektronenmikroskopie

Die Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM) ist das wohl bekannteste Verfahren zur Analyse von Versetzungen. Hierbei werden bei den Aufnahmen die Versetzungslinien selbst

direkt sichtbar. Je nach Anwendung werden die Proben auf unterschiedliche Weise präpariert: Zur generellen Bestimmung der Versetzungsdichte wird ein dünner Film parallel zur Probenoberfläche (plan view) präpariert. Die einzelnen Versetzungen, die üblicherweise senkrecht verlaufen, werden dann als einzelne Punkte sichtbar. Allerdings ist die zu untersuchende Fläche auf wenige Mikrometer begrenzt. Bei einer geringen Versetzungsdichte können daher nur wenige Versetzungen erfasst werden, und eine statistisch relevante Aussage kann in diesem Fall nicht getroffen werden. Ebenso möglich ist die Präparation von Querschnittspräparaten (cross section), bei welchen die Versetzungen als Linien sichtbar werden (Abbildung 2.15), man kann also den Verlauf der Versetzungen beobachten. Eine exakte Bestimmung der Versetzungsdichte ist jedoch problematisch, da die Dicke des Präparates schwer ermittelbar ist, die zur Berechnung der Versetzungsdichte notwendig ist.

Bei Hellfeldaufnahmen wird der Primärstrahl zur Abbildung der Probe verwendet. Versetzungen erscheinen dann als dunkle Linien. Eine selektive Darstellung von Defekten mit Schrauben- beziehungsweise Stufenkomponente ist bei Dunkelfeldaufnahmen möglich, bei welchen die Intensitätsverteilung eines gebeugten Strahls abgebildet wird. Eine Versetzung erzeugt in diesem Fall nur dann einen Kontrast, wenn Beugungsvektor \vec{g} und Burgersvektor \vec{b} nicht senkrecht zueinander stehen ($\vec{g} \cdot \vec{b} \neq 0$). Somit können durch unterschiedliche Wahl des Beugungsvektors unterschiedliche Versetzungstypen ausgeblendet werden [82].



Abbildung 2.15: TEM-Hellfeld-Aufnahme eines Querschnittspräparates. Die Versetzungen sind als dunkle Linien sichtbar. Die Aufnahme wurde von K. Engl an der Universität Regensburg angefertigt [81].

Die Präparation der Proben ist sehr aufwendig und erfordert üblicherweise einen Zeitaufwand von mehreren Tagen. Somit ist dieses Verfahren nicht dazu geeignet, eine schnelle Rückmeldung an die Epitaxie zu liefern.

2.5.3 Dark-Spot-Analyse

Auf Grund ihrer Wirkung als nichtstrahlende Rekombinationszentren sind Versetzungen auch bei Lumineszenzuntersuchungen mit hoher Ortsauflösung sichtbar. Daher erscheinen sie beispielsweise bei Kathodolumineszenz- oder Mikro-Photolumineszenz-Aufnahmen als dunkle Flecken auf der Probe (Abbildung 2.16a). Die Größe des dunklen Bereichs um eine Versetzung entspricht hierbei der Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger [60]. Ist die Versetzungsdichte zu hoch, so lassen sich die einzelnen Versetzungen nicht mehr trennen. Daher können beispielsweise bei einer Diffusionslänge von 100 nm nur Versetzungsdichten aufgelöst werden, die im Bereich $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ oder darunter liegen. Sofern in der Probe lateral verlaufende Versetzungen vorliegen, wie beispielsweise in lateral gewachsenen Bereichen von Proben auf strukturierten Substraten (siehe Kapitel 3), werden diese als dunkle Linien sichtbar (Abbildung 2.16b).

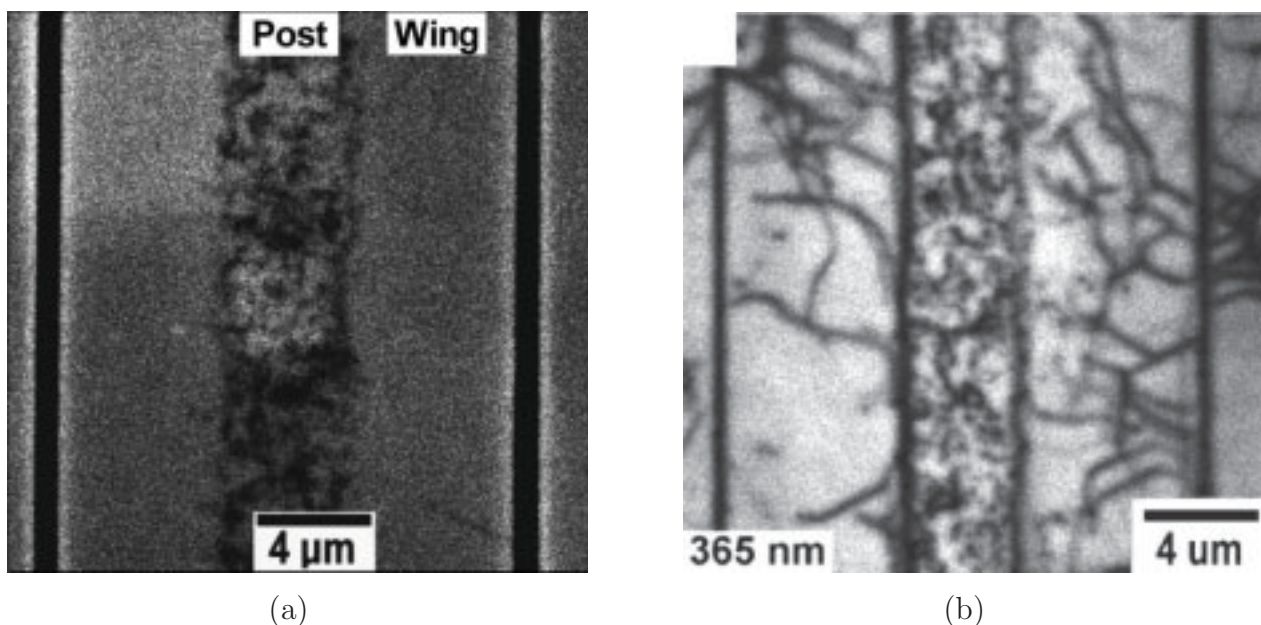


Abbildung 2.16: Kathodolumineszenz-Aufnahme einer ELO-Probe, vertikal verlaufende Versetzungen sind als dunkle Punkte sichtbar (a), lateral verlaufende Versetzungen werden als dunkle Linien sichtbar (b) [60].

2.5.4 Röntgendiffraktometrie

Es gibt auch eine Reihe von Ansätzen, die Versetzungsdichte aus der Halbwertsbreite von Röntgenmessungen zu bestimmen. Zunächst ist eine Versetzung eine Störung des Kristallgitters und beeinflusst somit Röntgenmessungen. Reine Stufenversetzungen haben einen Burgersvektor senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Dies bedeutet, dass die Lage der Kristallebenen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, in diesem Fall die (0001)-Ebenen, nicht gestört wird. Demzufolge werden symmetrische Röntgenmessungen nicht von reinen Stufenversetzungen beeinflusst. Eine Verbreiterung von symmetrischen Röntgen-Reflexen ist also auf Schrauben- oder gemischte Versetzungen zurückzuführen, während alle Versetzungstypen zu einer Verbreiterung der asymmetrischen Reflexe führen. Somit können mit Hilfe von Röntgenmessungen Rückschlüsse auf die vorkommenden Versetzungstypen gezogen werden [83].

Die exakte Umrechnung der Halbwertsbreiten der Röntgenmessungen hängt von der Verteilung der Versetzungen ab. Im Falle von GaN liegt in der Regel keine isotrope Verteilung der Versetzungen vor, da ein Großteil der Versetzungen in Form von Korngrenzen an den Übergängen zwischen den Spalten angeordnet sind. Es existieren auch Modelle, welche aus der Halbwertsbreite der Röntgenreflexe die Verkipfung und Verdrehung der Säulen und daraus wiederum die Versetzungsdichte berechnen, wobei die Strukturgröße der Säulen eingerechnet wird. Diese Zusammenhänge werden jedoch beliebig komplex [84, 85]. Hinzu kommt, dass die Halbwertsbreiten der Röntgenmessungen von einer Vielzahl von anderen Faktoren, wie beispielsweise Verunreinigungen und Verspannungen beeinflusst werden.

Daher ist zwar eine Abschätzung der Versetzungsdichte, nicht aber eine exakte quantitative Berechnung der Dichte von Stufen- und Schraubenversetzungen aus der Halbwertsbreite von Röntgenmessungen möglich. Entsprechend liefern Vergleiche zwischen Röntgenmessungen und TEM-Daten in Bezug auf die Versetzungsdichte Unterschiede bis zu einer Größenordnung [86, 87].

2.5.5 Ätzen mit gasförmigem HCl

Bei dieser Methode wird die Probe bei einer Temperatur von etwa 600°C einer Atmosphäre aus gasförmigem Chlorwasserstoff (HCl) und Inertgas ausgesetzt. Die Oberfläche der Probe wird überwiegend an den Stellen angegriffen, wo Versetzungen hervortreten und dadurch das Kristallgitter schwächen. An diesen Stellen entstehen Ätzkrater (Etch Pits), welche sich gut mit AFM oder auch Raster-Elektronenmikroskopie (REM) auswerten lassen. Abbildung 2.17a zeigt eine AFM-Aufnahme einer angeätzten Probe. Es sind 3 verschiedene Typen von Kratern erkennbar, die sich in ihrer Tiefe unterscheiden. Vergleiche mit anderen Verfahren erlauben eine Zuordnung von verschiedenen Versetzungstypen: Bei den tiefsten Kratern (Typ A, hier rot dargestellt) handelt es sich um Schraubenversetzungen, die mittleren Krater (Typ B, hier gelb dargestellt) weisen auf gemischte Versetzungen hin und die flachen Krater (Typ C, hier hellgrün dargestellt) werden durch Stufenversetzungen verursacht. Die Dichte der Ätzkrater (Etch Pit Density, EPD) entspricht der Versetzungsdichte an der Probenoberfläche. Sony hat dieses Verfahren als erstes eingesetzt [88, 89] und die Entstehung verschiedener Krater durch unterschiedliche Versetzungstypen direkt mittels Transmissions-Elektronenmikroskopie nachgewiesen. In Abbildung 2.18 sind die entsprechenden TEM-Aufnahmen einer Schraubenversetzung und einer gemischten Versetzung mit dem jeweiligen Ätzkrater dargestellt.

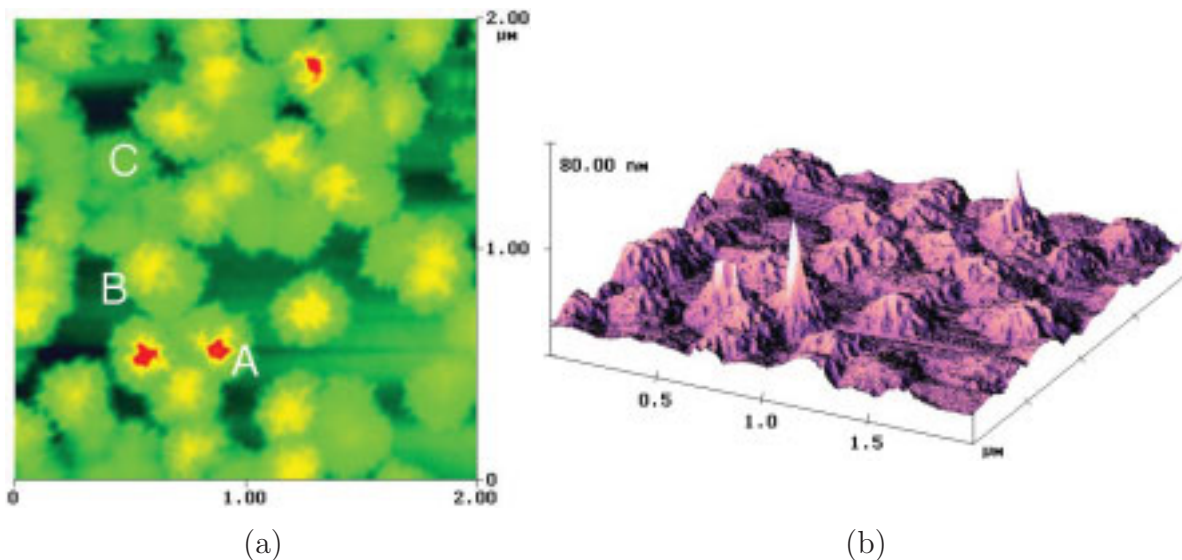


Abbildung 2.17: Probenoberfläche nach Anätzen mit HCl, AFM-Aufnahme in Form einer Draufsicht (a) sowie eine dreidimensionale Abbildung (b). Die verschiedenen Ätzkrater entsprechen den Schraubenversetzungen (A), den Stufenversetzungen (C) sowie dem gemischten Typ (B).

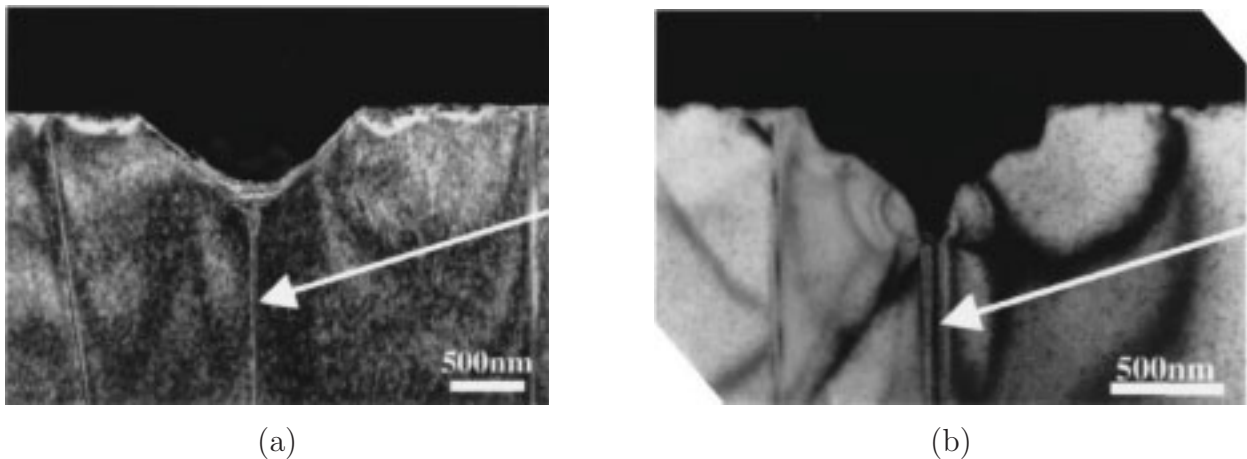


Abbildung 2.18: TEM-Aufnahmen von Ätzkratern belegen den Zusammenhang der verschiedenen Krater mit den verschiedenen Versetzungstypen. Es handelt sich hierbei um eine Schraubenversetzung (a) und um eine Versetzung gemischten Typs (b). [88]

Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Methode zu einem Verfahren weiterentwickelt, welches sehr zuverlässig und reproduzierbar arbeitet und dabei uneingeschränkt für Proben geeignet ist, die auf strukturierten Substraten gewachsen wurden.

Die in den folgenden Kapiteln angegebenen Werte für Versetzungsdichten wurden mit diesem Verfahren bestimmt, da es neben seiner Zuverlässigkeit auch eine relativ schnelle Charakterisierung und damit eine rasche Rückmeldung für die Optimierung des Wachstums ermöglicht. Die Ätzwirkung hängt von einer Reihe von Parametern ab. Eine besonders wichtige Größe ist die Temperatur. In Abbildung 2.19 sind AFM-Aufnahmen einer Probe dargestellt, die

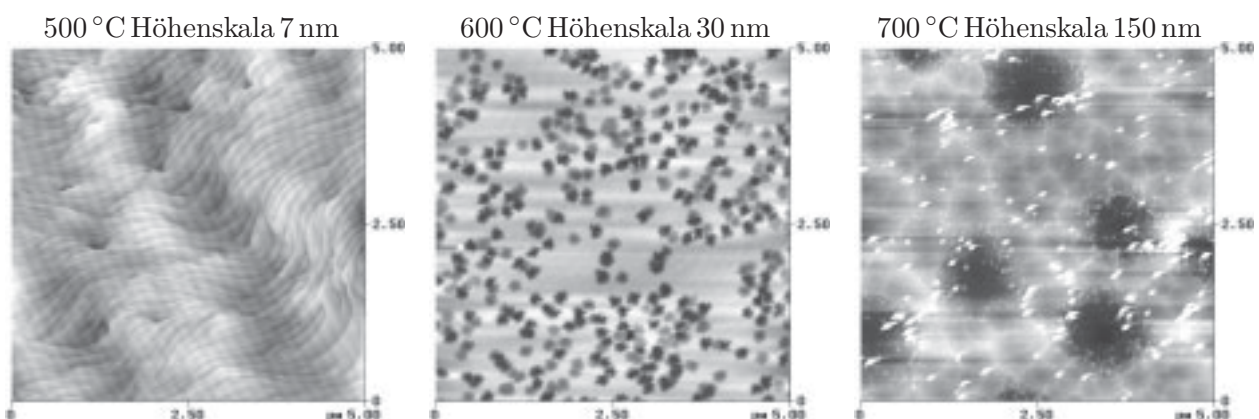


Abbildung 2.19: AFM-Aufnahmen der Probenoberfläche nach Anätzen mit HCl bei verschiedenen Temperaturen. Bei zu geringer Temperatur ist kaum eine Ätzwirkung zu erkennen, bei zu hoher Temperatur wird die ganze Oberfläche stark angegriffen.

bei unterschiedlichen Temperaturen für eine Dauer von 20 Minuten angeätzt wurde. Bei 500 °C ist noch keine signifikante Ätzwirkung zu erkennen. Durch Steigerung der Ätzdauer um den Faktor 10 konnten jedoch auch bei dieser Temperatur Ätzkrater erzeugt werden. Bei 600 °C kommt es bereits während einer Ätzdauer von 20 Minuten zur Ausbildung von deutlich erkennbaren Kratern. Eine weitere Steigerung auf 700 °C führt zu einer Verschlechterung des Ergebnisses, da keinerlei unbeschädigte Oberfläche mehr vorhanden ist, sondern nur noch eine raue Aneinanderreihung von Kratern. In Diagramm 2.20a ist die Tiefe der Ätzkrater logarithmisch über die inverse Temperatur aufgetragen. Es ist für alle Typen dieselbe Abhängigkeit und somit dieselbe Aktivierungsenergie zu beobachten. Demzufolge ist das selektive Anätzen bestimmter Versetzungstypen durch eine geeignete Wahl der Temperatur nicht möglich.

Die Abtragung von Material über die gesamte Oberfläche wurde untersucht, indem Teile der Probe durch eine SiO₂-Maske vor dem Ätzen geschützt wurden. In Diagramm 2.20b ist der Abtrag der gesamten Oberfläche in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt. Bis zu einer Temperatur von 600 °C konnte kein Abtrag der Kristalloberfläche zwischen den Versetzungen gemessen werden, darüber jedoch steigt der Abtrag der Oberfläche drastisch mit der Temperatur an. Da bei einer Temperatur von 600 °C bereits deutliche Ätzkrater erzeugt werden, die restliche Oberfläche hingegen nicht geschädigt wird, ist dieser Wert optimal für dieses Verfahren.

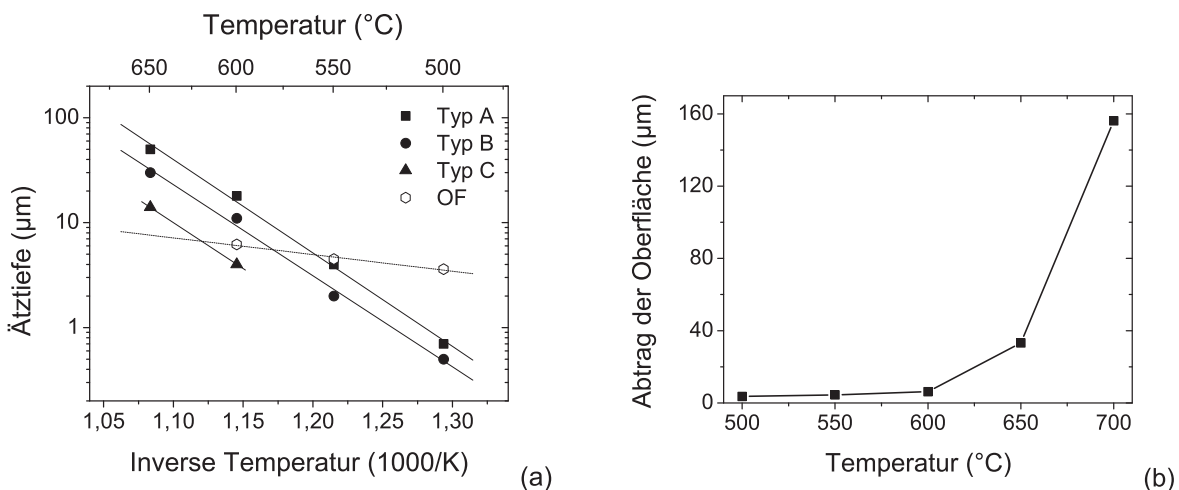


Abbildung 2.20: Die Temperaturabhängigkeit der Ätzwirkung ist für die verschiedenen Versetzungstypen A, B und C gleich, jedoch unterschiedlich für die versetzungsfreie Oberfläche OF (a), welche erst oberhalb von 600 °C angegriffen wird (b).

In Abbildung 2.21a ist die Tiefe der Krater in Abhängigkeit des Reaktordruckes dargestellt. Für alle Versetzungstypen sinkt die Ätzwirkung mit abnehmendem Druck. Typ-C-Krater sind aus diesem Grund nur bei einem Druck von über 600 mbar detektierbar. Bei 200 mbar kommt es insgesamt zu einer starken Zersetzung der Oberfläche, wodurch zwar auch die Größe der Krater wieder leicht ansteigt, diese auf der aufgerauten Oberfläche dennoch schlecht erkennbar sind. Demzufolge liefert der Prozess bei annähernd Atmosphärendruck die zuverlässigsten Ergebnisse.

Diagramm 2.21b zeigt die Abhängigkeit der Kratergröße vom HCl-Anteil der Gasmischung. Wie erwartet steigt die Ätzwirkung mit zunehmender HCl-Konzentration an. Neben der Ätzzeit ist dieser Wert somit ein geeigneter Parameter, um die gewünschte Größe der Krater einzustellen. Dies ist notwendig, da bei hoher Versetzungsdichte die Krater klein genug sein müssen, um sie noch voneinander trennen zu können. Andererseits können bei geringerer Versetzungsdichte größere Krater erzeugt werden, welche leichter zu detektieren sind.

Insgesamt hat sich diese Methode zur Bestimmung der Versetzungsdichte als sehr verlässlich und reproduzierbar erwiesen. Im Rahmen von Projektarbeiten wurde dieses Verfahren mit TEM-Analysen und anderen Ätzverfahren verglichen, wobei eine gute Übereinstimmung gezeigt wurde [90]. Im Vergleich zu TEM-Analysen ist dieses Verfahren wesentlich schneller und weniger aufwändig bei ähnlicher Zuverlässigkeit und Reproduzierbarkeit. Die Reproduzierbarkeit zeigt eine deutliche Verbesserung gegenüber nasschemischen Ätzverfahren, welche sich ohnehin nur begrenzt für die Untersuchung strukturiert gewachsener Proben eignen.

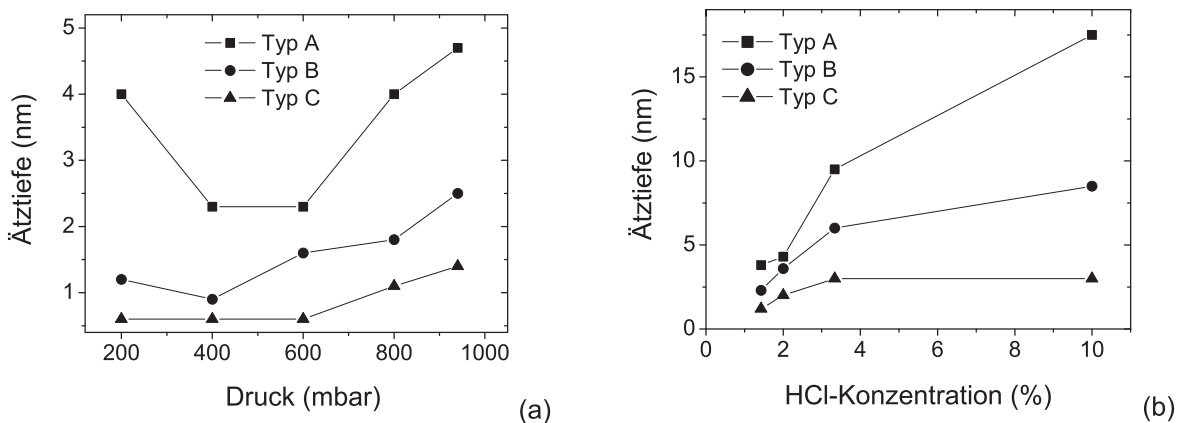


Abbildung 2.21: Die Größe der Ätzkrater lässt sich sowohl über den Reaktordruck (a) als auch über die HCl-Konzentration (b) steuern.

2.6 Konzepte für die Reduktion der Versetzungsdichte

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die durch das Wachstum auf Fremdsubstraten bedingte hohe Versetzungsdichte wieder abzubauen. Bereits durch den Einsatz spezieller Nukleationsschichten kann die Versetzungsdichte deutlich reduziert werden. Durch die Erhöhung der Schichtdicke oder das Wachstum auf strukturierten Substraten lassen sich weitere Verbesserungen erzielen. Diese Verfahren werden im Folgenden kurz erläutert.

2.6.1 Nukleationsschichten

Beim Wachstum auf Fremdsubstraten werden Nukleationsschichten eingesetzt, die das Anwachsen des Halbleiters auf dem Fremdsubstrat verbessern. Derartige Nukleationsschichten wurden bereits bei anderen Halbleitern verwendet, wie etwa beim Wachstum von GaAs auf Silizium-Substraten [91]. Eine Nukleationsschicht stellt einen Übergang zwischen dem Gitter des Fremdsubstrats und dem Gitter der Epitaxieschicht her. Die Nukleationsschicht muss deshalb entsprechend dem Substrat und der Epitaxieschicht gewählt werden. Für das Wachstum von GaN auf Saphir wurde 1985 von Amano et al. die Verwendung von AlN-Nukleationsschichten entwickelt [92], 1991 dann Niedertemperatur-GaN-Nukleationsschichten von Nakamura [93].

Im Falle der Niedertemperatur-GaN-Nukleation wird auf das Substrat bei einer Temperatur von 450 °C bis 600 °C eine polykristalline GaN-Schicht mit einer Dicke von einigen hundert Å abgeschieden. Dann wird die Temperatur auf über 1000 °C erhöht. Hierbei kommt es zu einer Rekristallisierung der dünnen GaN-Schicht. Es entstehen einzelne GaN-Inseln, die als Keime für das weitere Wachstum fungieren. Diese Keime sind entscheidend für die Ausbildung einer kolumnaren Struktur und damit auch für die resultierende Anordnung von Versetzungen. Erst diese Entwicklungen erlaubten die Herstellung von qualitativ guter GaN-Schichten, die zum Wachstum von Bauelementen geeignet waren und brachten somit den Durchbruch bei der Epitaxie von Galliumnitrid. Durch Nukleationsschichten werden die für die Versetzungsdichte üblichen Werte von 10^9 bis 10^{10} cm^{-2} erreicht [94].

Bei SiC-Substraten kommen vorwiegend AlGaIn-Pufferschichten zum Einsatz [39, 95], da AlGaIn eine geringere Fehlanpassung zu SiC aufweist als GaN .

2.6.2 Erhöhung der Schichtdicke

Die Versetzungsdichte lässt sich alleine durch die Erhöhung der Schichtdicke verringern. Dieser Effekt hat zunächst im Bereich einiger hundert Nanometer über dem Substrat drastischen Einfluss, da hier die extrem hohe Versetzungsdichte von über 10^{11} cm^{-2} auf den Wert 10^9 bis 10^{10} cm^{-2} abgebaut wird. Ebenso wird dies beim Wachstum von Schichten mit einer Dicke von mehreren hundert Mikrometern deutlich, da hier die Versetzungsdichte weiter reduziert wird (Abbildung 2.22) [96].

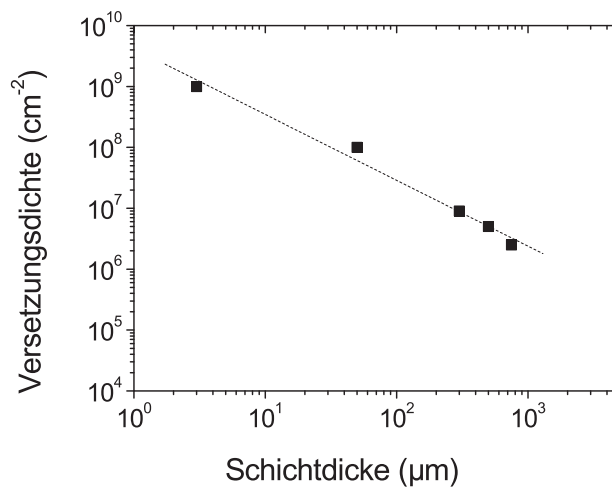


Abbildung 2.22: Abbau der Versetzungsdichte bei zunehmender Schichtdicke [96].

Mathis et al. haben für diesen Zusammenhang ein theoretisches Modell entwickelt, welches darauf beruht, dass die freie Energie der Schicht reduziert werden kann, wenn zwei Versetzungen aufeinander treffen [97]. Zwei Versetzungen \vec{b}_1 und \vec{b}_2 können eine Versetzung anderen Typs $\vec{b}_3 = \vec{b}_1 + \vec{b}_2$ bilden oder sich im Falle $\vec{b}_1 = -\vec{b}_2$ sogar gegenseitig aufheben $\vec{b}_1 + \vec{b}_2 = 0$. Die Energie einer Versetzung \vec{b} ist proportional zu b^2 , daher muss für eine Fusion der Versetzungen folgendes Kriterium erfüllt sein:

$$b_1^2 + b_2^2 \geq b_3^2 \quad (2.3)$$

Wie gut die Versetzungsdichte durch eine Erhöhung der Schichtdicke abgebaut werden kann, hängt demnach neben der Versetzungsdichte selbst auch davon ab, welche Versetzungstypen vertreten sind. Eine besondere Rolle kommt den gemischten Typen zu, da diese nicht in [0001]-Richtung verlaufen, sondern um 15.6° geneigt. Somit besteht eine größere Wahrscheinlichkeit, mit anderen Versetzungen zusammen zu treffen.

Dieser Mechanismus des Abbaus von Versetzungen ist beim Wachstum von dicken Schichten mittels HVPE für die Reduzierung der Versetzungsdichte verantwortlich. Dieses Verfahren wird in Kapitel 5 beschrieben.

2.6.3 Wachstum auf strukturierten Substraten

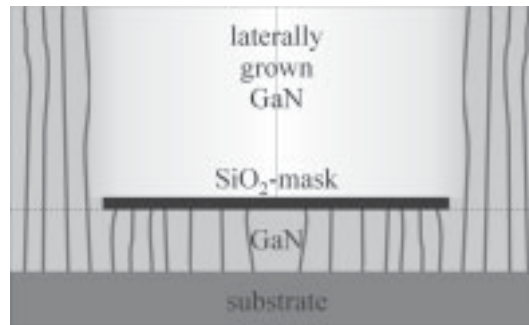


Abbildung 2.23: Wachstum auf strukturiertem Substrat.

Ein weiterer Ansatz ist das Wachstum auf strukturierten Substraten [98]. Dabei wird der Umstand gezielt ausgenutzt, dass Versetzungen üblicherweise beim Anwachsen am Übergang zum Substrat entstehen und dann in $[0001]$ -Richtung verlaufen. Das Substrat wird nun in einer Form präpariert, dass das Material nur in bestimmten Bereichen anwächst, die sich dann bei weiterer Deposition sowohl vertikal als auch lateral ausbreiten, bis dann gegebenenfalls wieder eine geschlossene Schicht entsteht. Dabei bleibt die Versetzungsdichte in den vertikal wachsenden Bereichen zwar in erster Näherung erhalten, die lateral gewachsenen Bereiche sind hingegen fast frei von Versetzungen. In Abbildung 2.23 ist dies schematisch dargestellt. Diese Methode wird in den beiden folgenden Kapiteln ausführlich behandelt.

Insgesamt stellt die Herstellung von defektarmen GaN-Substraten und Quasisubstraten nach wie vor eine Herausforderung dar. GaN-Substrate aus Bulk-Züchtung sind in der Praxis noch immer nicht verfügbar. Auch bei den GaN-Quasisubstraten ist die Verfügbarkeit von Wafern mit ausreichender Kristallqualität, die sich zur Herstellung von Bauelementen eignen, noch nicht gegeben. Neben der Eigenschaft, dass oft nur Teile der Oberfläche eine reduzierte Versetzungsdichte aufweisen, bringen auch unebene oder verkippte Oberflächen Probleme mit sich. Im Folgenden werden in Kapitel 3 die Grundlagen des strukturierten Wachstums betrachtet und in Kapitel 4 aufbauend die Ergebnisse der Herstellung von Quasisubstraten dargestellt. Kapitel 5 widmet sich schließlich der Herstellung von massiven GaN-Substraten.

Kapitel 3

Wachstum auf strukturierten Substraten

Die Verwendung von strukturierten Substraten ist eine hervorragende Methode zur Reduktion der Versetzungsdichte. In diesem Kapitel werden die Auswirkungen der einzelnen Epitaxieparameter beim Wachstum auf strukturierten Substraten untersucht. Diese Erkenntnisse bilden die notwendige Grundlage zur Herstellung von defektarmen Quasisubstraten, die in Kapitel 4 beschrieben wird. Für die hier vorgestellten Versuche wurde die Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE) verwendet. Gerade für das Wachstum auf strukturierten Substraten ist diese Methode besonders geeignet, da auf verschiedenen Maskenmaterialien eine gute Selektivität erreicht wird. Alternative Epitaxieverfahren wie die Molekularstrahl-Epitaxie (molecular beam epitaxy, MBE) zeigen eine deutlich schlechtere Selektivität, da die Vorgänge deutlich weiter entfernt vom thermodynamischen Gleichgewicht ablaufen. Die Hydrid-Gasphasenepitaxie (siehe Kapitel 5) kann auch für selektives Wachstum eingesetzt werden, jedoch lassen sich mittels MOVPE die einzelnen Schritte des Wachstums auf strukturierten Substraten besser steuern, da die Wachstumsrate einige Mikrometer pro Stunde beträgt. Darüber hinaus bietet die MOVPE bessere Möglichkeiten, das Wachstum der unterschiedlichen Kristallfacetten zu steuern.

3.1 Metallorganische Gasphasenepitaxie

Die Metallorganische Gasphasenepitaxie (metalorganic vapor phase epitaxy, MOVPE oder metalorganic chemical vapor deposition, MOCVD) ist das gängigste Verfahren zum Wachstum von Galliumnitrid-basierenden Bauelementen. Als Quellmaterialien für die Gruppe-III-Elemente werden metallorganische Verbindungen wie Trimethyl-Gallium (TMGa) oder auch Triethyl-Gallium (TEGa) beziehungsweise Trimethyl-Aluminium (TMAI) und Trimethyl-Indium (TMIIn) verwendet. Diese Verbindungen werden in Edelstahlbehältern (Bubblern) zur Verfügung gestellt und mit Hilfe eines Trägergases, welches den Bubbler durchströmt, zum Reaktor transportiert. Dort werden sie bei hoher Temperatur stufenweise zerlegt.

Als Quellmaterial für Stickstoff wird Ammoniak eingesetzt. Selbst bei den für das GaN-Wachstum üblichen Temperaturen von über 1000 °C wird nur ein relativ geringer Anteil des Ammoniaks zerlegt. Darüber hinaus wird einer Desorption des Kristalls durch eine Stabilisierung mit freiem Stickstoff entgegengewirkt. Aus diesen Gründen muss eine entsprechend große Menge Ammoniak in den Reaktor geleitet werden, um genügend freien Stickstoff für das Wachstum und die Stabilisierung zur Verfügung zu stellen. Daher liegt das typische nominelle V/III-Verhältnis (angebotenes Material der V. Gruppe pro angebotenes Material der III. Gruppe) in einem Bereich zwischen 300 und 10000. Die Prozesse laufen demnach bei einem Überangebot von Ammoniak ab, die Wachstumsrate wird im Wesentlichen durch das Gallium-Angebot bestimmt.

Da die Wachstumsrate in diesem Temperaturbereich hauptsächlich durch das Angebot der Quellmaterialien bestimmt wird, spricht man von Massentransport-limitiertem Wachstum. Bei geringeren Temperaturen steht nicht genügend Energie zur Verfügung, um das gesamte angebotene Quellmaterial einzubauen, das Wachstum ist kinetisch limitiert. Bei höheren Temperaturen hingegen nimmt die Desorption der Kristalloberfläche stark zu, wodurch ebenfalls die effektive Wachstumsrate sinkt, man spricht von Desorptions-limitiertem Wachstum. Um die Quellmaterialien schneller zum Reaktionsbereich zu leiten, wird zusätzlich Trägergas in den Reaktor geleitet. Die Gesamtreaktion beim MOVPE-Wachstum von GaN lässt sich durch folgende Gleichung beschreiben:



Auf eine detailliertere Beschreibung der Reaktionen soll an dieser Stelle verzichtet werden, da dies bereits ausführlich in der Literatur beschrieben wurde [99].

Für die im Folgenden beschriebenen Experimente wurde ein horizontales MOVPE-System des Typs Aixtron 200/4-RFS eingesetzt. Dabei handelt es sich um einen Edelstahlreaktor mit Quarzglas-Liner. Die Anlage arbeitet mit einer Hochfrequenz-Heizung und koppelt ihre Leistung induktiv in den Graphit-Suszeptor und den Drehteller ein. Die Abmessungen dieser Teile wurden gering gehalten, um parasitäre Reaktionen in der Gasphase bei hohen Temperaturen zu vermeiden. Darüber hinaus ist die thermische Masse dieses Systems relativ gering, wodurch eine rasche Änderung der Temperatur ermöglicht wird. Es sind Prozesse in einem Temperaturbereich bis 1200 °C sowie bei einem Druck zwischen 100 mbar und Atmosphärendruck möglich. Um Druckstöße zu vermeiden, verfügt das Gasmischsystem über Run/Vent-Ventile, so dass die Zuleitungen auf demselben Druckniveau liegen, bevor sie in den Reaktor geleitet werden. Ebenso sind „Dummy“-Quellen vorhanden, die im Wechsel mit den Quellen in den Reaktor geleitet werden können, um den Gasfluss konstant zu halten.

3.2 Grundlagen des strukturierten Wachstums

Das Wachstum auf strukturierten Substraten (Selective Area Growth, SAG) wurde immer wieder für verschiedene Halbleitermaterialien und mit unterschiedlicher Zielsetzung untersucht [100–103]. Bei der Herstellung von Bauelementen steht dieses Verfahren in direkter Konkurrenz zur Strukturierung der Bauelemente durch Ätzverfahren. Es bietet den Vorteil, dass atomar glatte Oberflächen bereits durch das Wachstum realisiert werden können. Sogar die Herstellung von Laserfacetten wurde mit dieser Methode demonstriert [104]. Beim Wachstum von ternären oder quaternären Halbleitern kann sich die Zusammensetzung des Kristalls vom Rand des Wachstumsbereichs zur Mitte hin auf Grund der unterschiedlichen Diffusionseigenschaften der einzelnen Quellmaterialien ändern [105]. Dadurch eröffnet sich die Möglichkeit, bei der Herstellung von Epitaxiestrukturen den Bandabstand in der Schicht nicht nur vertikal zu variieren, sondern auch horizontal. Eine Anwendung hierfür stellt die Erzeugung von nicht absorbierenden Laserfacetten dar. Allerdings konnten sich diese Anwendungen auf Grund des Aufwands und der damit verbundenen Kosten für die industrielle Produktion nur in manchen Fällen, wie etwa beim Wachstum von InGaAsP Laser-Modulator-integrierten Lichtquellen durchsetzen [106, 107].

Im Falle der Heteroepitaxie stellt das strukturierte Wachstum eine herausragende Möglichkeit dar, die Nachteile der verwendeten Fremdsubstrate auszugleichen, indem es einerseits die Kristallgitter von Substrat und Epitaxieschicht in einem gewissen Ausmaß entkoppelt und andererseits die Ausbreitung der an der Grenzfläche entstandenen Versetzungen stoppen kann. Dies wurde neben Galliumnitrid [108, 109] beispielsweise auch für Galliumarsenid auf Silizium [110] und für Indiumphosphid auf Silizium [111] gezeigt.

Es gibt eine Reihe von Verfahren, die auf strukturiertem Wachstum basieren [98]. Für Galliumnitrid werden in erster Linie das epitaktische laterale Überwachsen (Epitaxial Lateral Overgrowth, ELO [98, 108, 112]) und das Facetten-kontrollierte epitaktische laterale Überwachsen (Facet Controlled Epitaxial Lateral Overgrowth, FACELO [113–115]) eingesetzt, die auch im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden. Bei diesen Verfahren wird das Substrat teilweise mit einer Maske abgedeckt (Abbildung 3.1a). Da die Maske beim Abscheiden der Nukleationsschicht nur eine geringe Selektivität bietet, ist die Entstehung von Kristalliten auf der Maske zu befürchten. Um dieses Problem zu umgehen, kann bereits vor der Deposition des Maskenmaterials eine dünne GaN-Schicht auf dem Substrat abgeschieden werden. Eine solche GaN-Schicht auf Fremdsubstrat wird als Template bezeichnet.

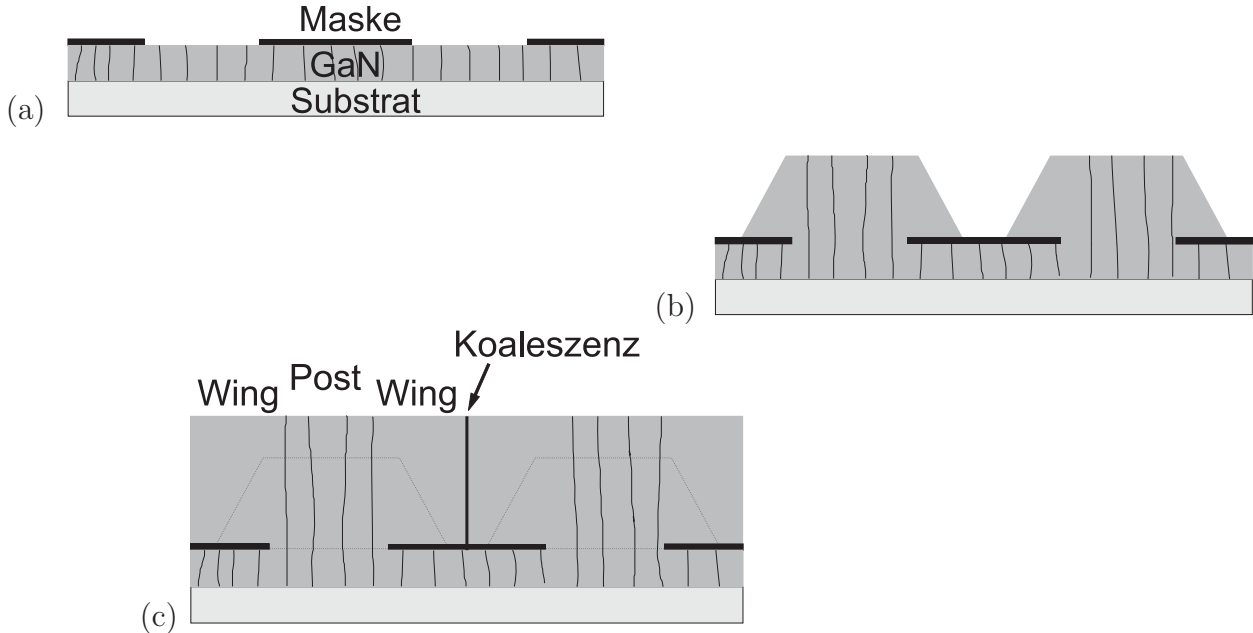


Abbildung 3.1: Beim strukturierten Wachstum wird zunächst ein Template teilweise mit einer Maske abgedeckt (a). Im darauf folgenden Epitaxieschritt wächst das Material ausgehend von den Maskenöffnungen vertikal nach oben, aber auch lateral über die Maske (b), bevor die Schicht schließlich koalesziert (c). Die Versetzungen sind als dunkle Linien dargestellt.

Übliche Maskenmaterialien sind Siliziumoxid oder Siliziumnitrid. Bei den darauf folgenden Epitaxieschritten wächst das Material nur in den Fenstern zwischen den maskierten Bereichen an. Dabei wächst der Kristall nicht nur vertikal nach oben, sondern auch lateral über die Maske hinweg (Abbildung 3.1b). Sofern das laterale Wachstum groß genug ist, um die maskierten Bereiche zu überbrücken, koalesziert die Schicht und man erhält eine geschlossene Oberfläche (Abbildung 3.1c). Die vertikal gewachsenen Bereiche über den Fenstern werden als „Post“ bezeichnet, die lateral gewachsenen Bereiche über der Maske als „Wing“.

Ein alternativer Ansatz ist das Ätzen von Gräben in das Fremdsubstrat selbst. Dies ist in Abbildung 3.2 am Beispiel eines Silizium-Substrates gezeigt [116]. Ausgehend von der Deckfläche des Stegs wächst das Material lateral über den Graben hinweg. Das in den Gräben abgeschiedene Galliumnitrid hat keinen Einfluss auf die Probenoberfläche. Derartige Verfahren werden als PENDEO-Epitaxie bezeichnet, da die lateral gewachsenen Bereiche an den Stegen hängen (lateinisch *pendeo*: ich hänge) [117]. Die gleiche Vorgehensweise ist auch auf Siliziumcarbid möglich [118], bei Saphir-Substraten [119] jedoch problematisch, da Saphir sehr resistent gegenüber vielen Ätzverfahren ist.

Die Auswirkungen der Epitaxieparameter auf das Wachstum der verschiedenen Kristallfacetten ist zunächst unabhängig vom verwendeten Strukturierungsverfahren, wobei je nach Verfahren unterschiedliche Wechselwirkungen zwischen dem strukturierten Substrat und der gewachsenen Schicht auftreten können.

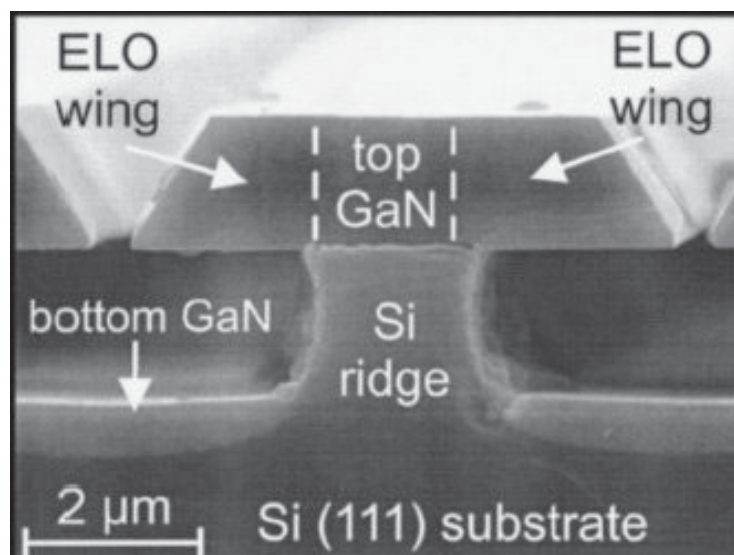


Abbildung 3.2: Pendeo-Wachstum auf strukturiertem Silizium [116].

3.2.1 Modellierung

Die Vorgänge beim Wachstum auf strukturierten Substraten lassen sich vereinfacht durch folgendes zweidimensionale Modell beschreiben (Abbildung 3.3) [105]: In der Gasphase über dem Substrat liegt, genau wie bei Wachstum auf unstrukturierten Substraten, eine bestimmte Materialkonzentration n_0 vor. In der Gasphase selbst geht kein Material verloren, die Materialmenge bleibt erhalten:

$$\Delta n = 0. \quad (3.2)$$

In den maskierten Bereichen findet kein Wachstum statt, es wird kein Material aus der Gasphase entnommen, daher bleibt die Materialkonzentration n mit abnehmendem Abstand zur Oberfläche unverändert und an der Oberfläche gilt die Randbedingung

$$\left. \frac{\delta n}{\delta z} \right|_{z=0} = 0. \quad (3.3)$$

In den Wachstumsbereichen hingegen wird Material aus der Gasphase in das Kristallgitter eingebaut, wobei die Diffusionskonstante D für die Diffusion des Materials zur Kristalloberfläche und die Einbaukonstante k zu berücksichtigen sind. Die Einbaukonstante k berücksichtigt sowohl den Einbau des angebotenen Materials in das Kristallgitter als auch die Adsorption und Desorption:

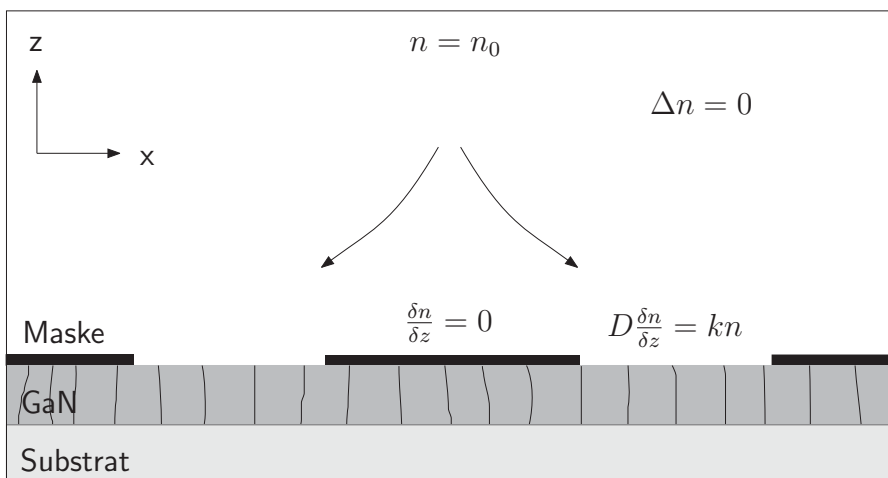


Abbildung 3.3: Randbedingungen zur Modellierung des strukturierten Wachstums [105].

$$D \frac{\delta n}{\delta z} \Big|_{z=0} = kn|_{z=0} \quad (3.4)$$

Da in den Wachstumsbereichen Material aus der Gasphase entnommen wird, in den maskierten Bereichen jedoch nicht, bildet sich ein Konzentrations-Gradient parallel zur Oberfläche aus, welcher zu einer Diffusion von Material von den maskierten Bereichen zu den Wachstumsbereichen hin führt. Dabei kann sowohl Diffusion in der Gasphase als auch Migration auf der Maske und entlang der Kristallfacetten eine Rolle spielen. In den Wachstumsbereichen ergibt sich dadurch eine Überhöhung der Wachstumsrate. Für Masken mit kleineren Abmessungen für die maskierten Bereiche und die Wachstumsbereiche kann man in erster Näherung davon ausgehen, dass dieselbe Materialmenge eingebaut wird wie beim Wachstum auf unstrukturierten Substraten, allerdings auf die Wachstumsbereiche konzentriert. Daher erhält man dort eine erhöhte effektive Wachstumsrate r_{eff} , die dem Produkt der Wachstumsrate r_0 bei unstrukturiertem Wachstum und dem Quotient aus Gesamtfläche A und der Fläche der Maskenöffnung A_F entspricht:

$$r_{eff} = r_0 \frac{A}{A_F} \quad (3.5)$$

Für breite Maskenöffnungen hingegen kann die Materialkonzentration über den Wachstumsbereichen nicht mehr durch Diffusion ausgeglichen werden und man erhält an der Kante des Wachstumsbereichs eine starke Überhöhung der Wachstumsrate, die dann mit zunehmendem Abstand von der Maske abfällt. Der Verlauf der Wachstumsrate lässt sich aus den vorgestellten partiellen Differentialgleichungen numerisch berechnen. Dabei gehen die Diffusionskonstante D und die Einbaukonstante k untrennbar als Quotient ein. Dieser Quotient D/k kann daher auch als „effektive Transportlänge“ betrachtet werden.

3.2.2 Anisotropie

Galliumnitrid weist eine hexagonale Wurtzitstruktur auf. Beim Wachstum ausgehend von einer kreisförmigen Maskenöffnung zeigt sich diese hexagonale Struktur deutlich. Je nach Prozessbedingungen entsteht entweder eine hexagonale Pyramide (Abbildung 3.4a) mit einer Seitenneigung von 62° oder ein hexagonales Prisma (Abbildung 3.4b). Die Oberflächen bestehen dabei aus $\{1\bar{1}01\}$ -Ebenen beziehungsweise aus der (0001) -Ebene und $\{1\bar{1}00\}$ -Ebenen.

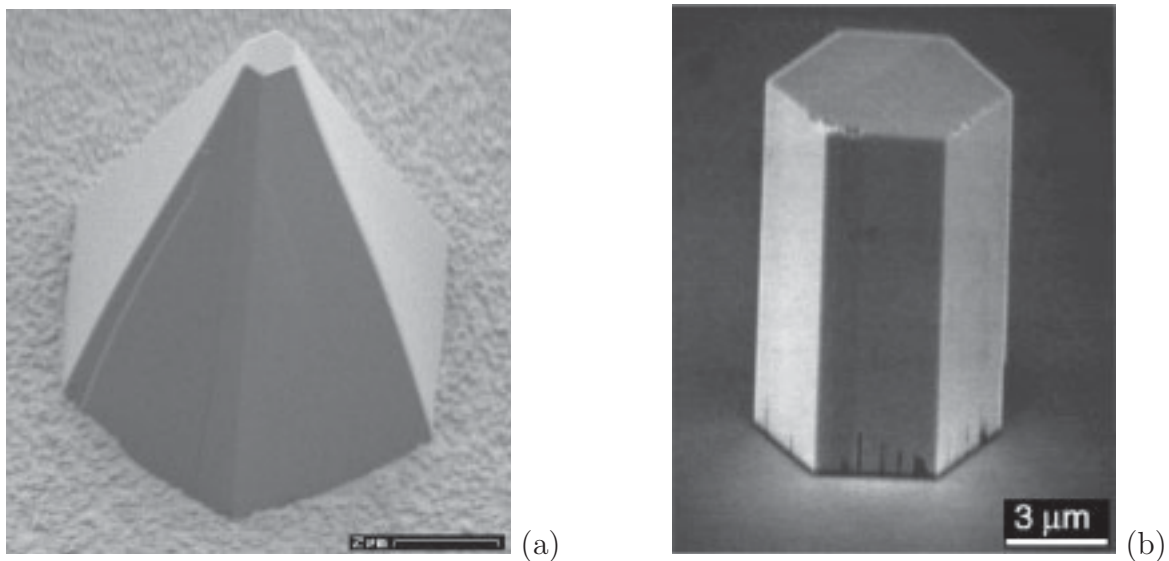


Abbildung 3.4: Auf einer kreisförmigen Maskenöffnung entsteht abhängig von den Wachstumsbedingungen eine hexagonale Pyramide oder ein hexagonales Prisma [120].

Um das Wachstum der einzelnen Kristallfacetten möglichst unabhängig voneinander zu untersuchen, wurden die nachfolgenden Experimente mit Streifenmasken durchgeführt, einer-

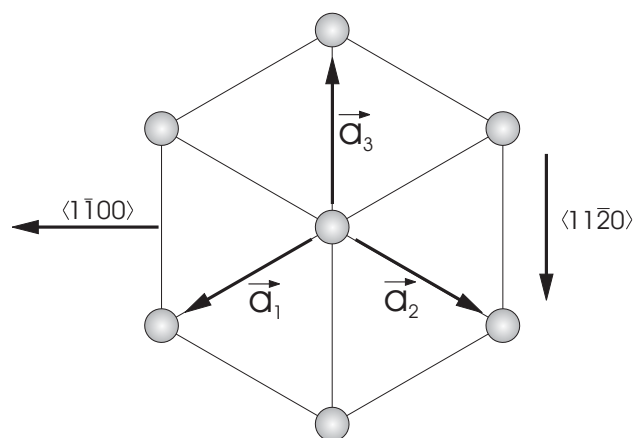


Abbildung 3.5: Vorzugsrichtungen im hexagonalen Gitter.

seits mit Streifenorientierung in $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung, also senkrecht zu einem Vektor \vec{a}_i und andererseits mit Streifenorientierung in $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Richtung, also parallel zu einem Vektor \vec{a}_i (Abbildung 3.5). Die möglichen Flanken bilden dabei die $\{11\bar{2}2\}$ - und $\{11\bar{2}0\}$ -Ebenen für Streifen entlang der $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung beziehungsweise wiederum die $\{1\bar{1}01\}$ - und $\{1\bar{1}00\}$ -Ebenen für Streifen entlang der $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Richtung. In Abbildung 3.6 sind diese Kristallebenen für beide Fälle dargestellt. Die Anzahl der freien Bindungen (DB, Dangling Bonds) pro nm^2 für die einzelnen Facetten ist ebenso angegeben, da dieser Wert für die Stabilität der jeweiligen Oberfläche von Bedeutung ist. Es wird eine Gallium-polare (0001)-Oberfläche angenommen, wie sie bei MOVPE-Wachstum üblich ist. Welche Kristallebene sich beim Wachstum ausbildet und in welcher Richtung das Material bevorzugt anwächst, hängt letztendlich von der Stabilität der verschiedenen Oberflächen und von den jeweiligen Oberflächenenergien ab. Beim Vergleich von zwei konkurrierenden Kristallfacetten ist zu beachten, dass die entstehende Querschnittsform der Facette mit der geringeren Wachstumsrate entspricht, während die Facette mit der höheren Wachstumsrate ihre Fläche durch ihr rasches Voranschreiten verringert, bis sie letztendlich verschwindet. Die Stabilität und die Wachstumsraten der einzelnen Oberflächen lassen sich über die verschiedenen Epitaxieparameter beeinflussen. Vor diesen Untersuchungen soll jedoch im nächsten Abschnitt die Ausbildung und vor allem die Entwicklung der Kristallfacetten während des Wachstums genauer betrachtet werden.

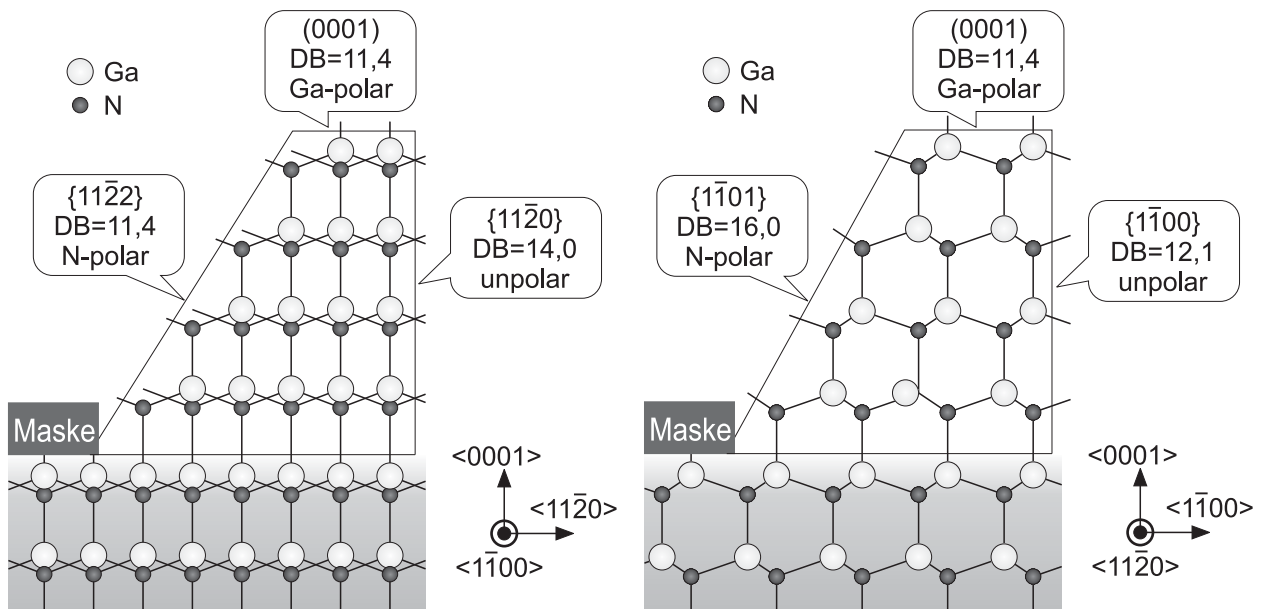


Abbildung 3.6: Mögliche Kristallfacetten bei Wachstum ausgehend von Streifen in $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung (links) und in $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Richtung (rechts) [121].

3.2.3 Markerschichten

Während des Wachstumsprozesses vergrößern sich die Strukturen ständig und können dabei auch die Form des Querschnitts ändern, da die Wachstumsraten der einzelnen Facetten sich keineswegs identisch verhalten. Um diese Vorgänge genau zu untersuchen, kann man natürlich eine Reihe von Proben unter denselben Epitaxiebedingungen, jedoch mit variierenden Wachstumszeiten herstellen. Diese Vorgehensweise erfordert jedoch einen extrem hohen zeitlichen Aufwand.

Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Verfahren entwickelt, welches es ermöglicht, die Entwicklung der Kristallfacetten während des Wachstums sichtbar zu machen. Von anderen Materialsystemen ist bekannt, dass unterschiedliche Zusammensetzungen als Kontraste im REM sichtbar werden [122–125], die dann Aufschluss über die Entstehung der Schichten geben. Zur Untersuchung der hier vorgestellten strukturiert gewachsenen Proben können also gezielt Bereiche mit anderer Materialzusammensetzung eingebaut werden. In bestimmten zeitlichen Abständen werden dazu Silizium- oder auch aluminiumhaltige Schichten abgeschieden, die bei Betrachtung mittels REM sichtbar sind und so einzelne Wachstumsschritte markieren. Vergleichende Untersuchungen zwischen Proben mit Markerschichten und reinen GaN-Proben haben gezeigt, dass die verwendeten Markerschichten keinerlei parasitäre Einflüsse auf die Proben haben und sich somit gut zur Untersuchung dieser Effekte eignen. Weitere Details zu diesem Verfahren sind an anderer Stelle veröffentlicht [126,127]. In Abbildung 3.7 sind REM-Aufnahmen einer Probe mit Silizium-Markerschichten dargestellt. Ausgehend von derartigen Aufnahmen lässt sich das Wachstum der verschiedenen Kristalloberflächen nachvollziehen und auch quantitativ auswerten (Abbildung 3.8).

In der REM-Aufnahme 3.7a und in Abbildung 3.8a erkennt man, dass der Abstand der einzelnen Markerschichten beim Wachstum mit einer Streifenmaske in $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung nach außen hin beziehungsweise nach oben abnimmt. Dies bedeutet, dass auch die Wachstumsraten nicht konstant sind, sondern mit der Zeit abnehmen. Diese Beobachtung wird verständlich, wenn man berücksichtigt, dass die Oberfläche der Struktur während des Wachstums immer größer wird und sich das angebotene Material auf eine immer größere Fläche verteilt. Diese Überlegung beruht auf der Annahme, dass das pro Zeiteinheit abgeschiedene Volumen konstant ist. Dies wird durch die lineare Zunahme des Volumens in Abbildung 3.9a bestätigt.

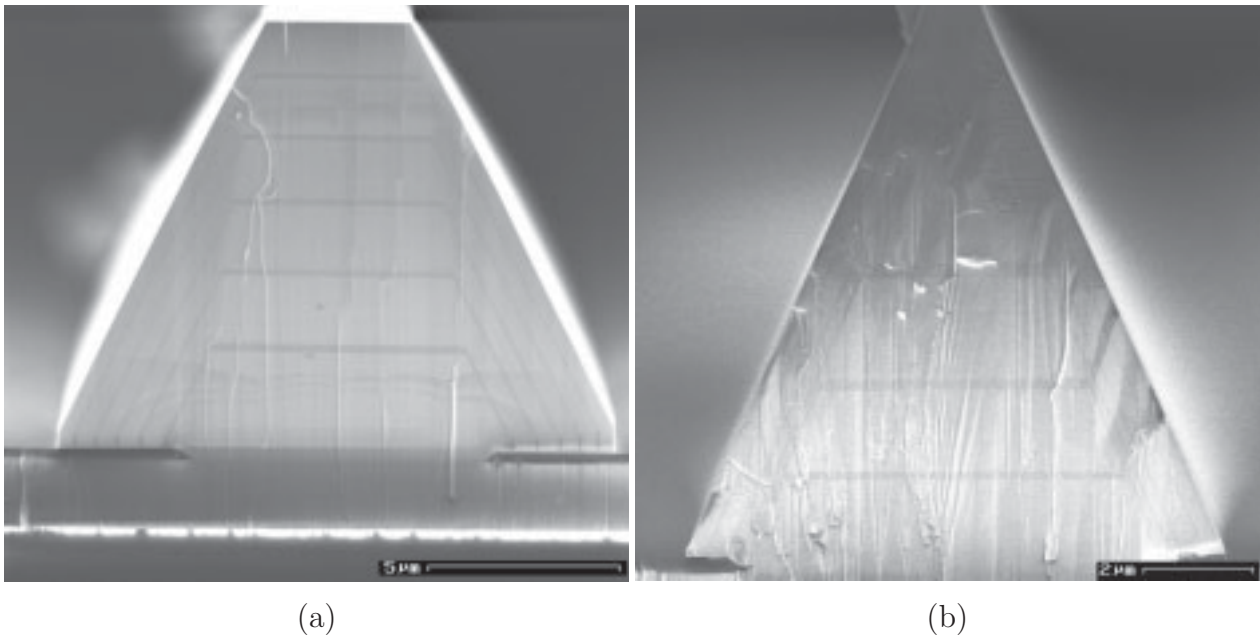


Abbildung 3.7: REM-Aufnahmen einer Probe mit Silizium-Markerschichten gewachsen auf einer Streifenmaske in $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung (a) beziehungsweise $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Richtung (b).

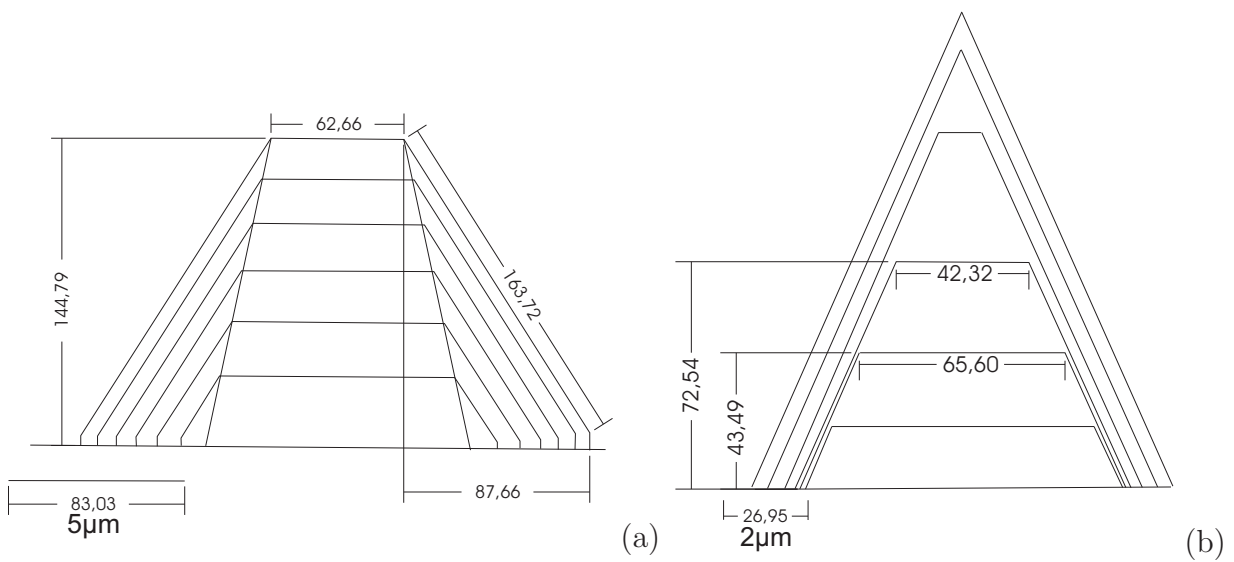


Abbildung 3.8: Auswertung der aufgenommenen Markerschichten von Abbildung 3.7.

Ebenso ist zu bemerken, dass das Verhältnis der Wachstumsraten in $\langle 11\bar{2}2 \rangle$ -Richtung und in $[0001]$ -Richtung konstant ist. Dies lässt sich bereits rein geometrisch daran erkennen, dass die Kanten am Übergang zwischen den Ebenen, also die Knickpunkte der Markerschichten, auf einer Geraden liegen. Aus diesem Grund ist es hier gerechtfertigt, das Verhältnis der Wachstumsraten auch anhand der Strukturabmessungen zu bestimmen, ohne stets deren Verlauf durch Markerschichten zu überprüfen.

Für das Wachstum auf $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Streifen gelten prinzipiell dieselben Zusammenhänge. Allerdings ist das Verhältnis der Wachstumsraten in $[0001]$ -Richtung und in $\langle 1\bar{1}01 \rangle$ -Richtung extrem hoch, so dass in $\langle 1\bar{1}01 \rangle$ -Richtung zunächst nur minimales Wachstum zu beobachten ist und die Struktur fast ausschließlich in $[0001]$ -Richtung wächst (Abbildungen 3.7b und 3.8b). Durch die Schräge der seitlichen $\{1\bar{1}01\}$ -Ebenen nimmt jedoch die Fläche der (0001) -Ebene hierbei ab. Da das abgeschiedene Volumen pro Zeiteinheit wiederum konstant ist (Abbildung 3.9b), nimmt der Abstand der horizontal verlaufenden Markerschichten zu, bis die beiden Seitenflächen sich schließlich an der Spitze treffen und dadurch die dreieckige Form vervollständigen. Ab diesem Zeitpunkt kann das Wachstum zwangsläufig nur noch in $\langle 1\bar{1}01 \rangle$ -Richtung fortgesetzt werden, womit die Wachstumsrate dieser Facette ansteigt. Insgesamt jedoch bricht die Depositionsrate etwas ein, wie man deutlich am Abknicken der Kurve in Diagramm 3.9b sieht. Dieser Effekt zeigt die erhöhte Stabilität der $\{1\bar{1}01\}$ -Ebenen. Diese Beobachtungen zeigen auch, dass das Wachstum der einzelnen Facetten keinesfalls unabhängig voneinander abläuft. Wenn eine Facette auswächst und somit nicht mehr für das

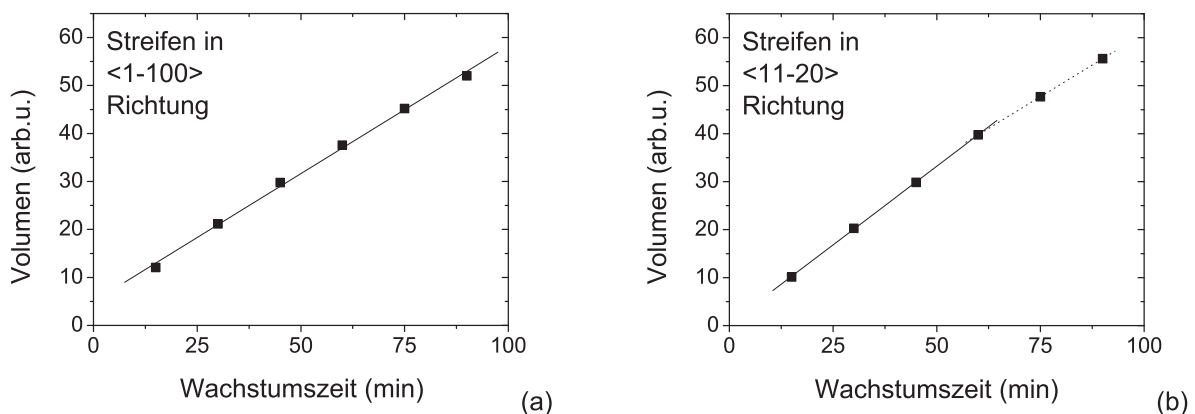


Abbildung 3.9: Abgeschiedenes Kristallvolumen in Abhängigkeit der Zeit für beide Streifenrichtungen. Bei Streifen in $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Richtung (b) ist die Ausbildung der Spitze des Dreiecks als Knick zu erkennen.

Wachstum zur Verfügung steht, dann ist für die anderen Facetten mehr Material vorhanden, ihre Wachstumsrate steigt. Diese Überlegung wird dadurch untermauert, dass das insgesamt abgeschiedene Volumen in etwa konstant bleibt, unabhängig davon, wie das anwachsende Volumen auf unterschiedliche Facetten verteilt ist. Jede Kristallfacette verfügt über eine andere Oberfläche mit einer anderen Dichte und Verteilung der freien Bindungen, daher ist nachvollziehbar, dass der Einbau des angebotenen Materials auf den verschiedenen Facetten unterschiedlich stark abläuft.

Prinzipiell existieren zwei Mechanismen, welche den Materialhaushalt konkurrierender Facetten regeln können: Einerseits findet auf jeder Facette einzeln Materialaustausch mit der Gasphase durch Adsorption und Desorption statt. Der Materialfluss zu einer bestimmten Facette beeinflusst auf diesem Weg das Materialangebot für die anderen Facetten mit. Andererseits kann jedoch das Material auch entlang der Oberfläche direkt zwischen zwei benachbarten Facetten diffundieren („interfacet migration“). Mitchell et al. [128] haben durch tiefe Gräben zwischen benachbarten Wachstumsbereichen eine Diffusion entlang der Maskenoberfläche unterbunden und dabei keine signifikante Auswirkung auf das Wachstum festgestellt. Dies zeigt, dass der Materialtransport zwischen benachbarten Wachstumsbereichen in erster Linie in der Gasphase stattfindet. Dieses Ergebnis kann jedoch nicht auf den Materialaustausch zwischen zwei benachbarten Facetten eines Wachstumsbereiches übertragen werden, da hier die Facetten nicht örtlich getrennt sind, sondern direkt aneinander liegen. Demnach ist in diesem Fall auch eine Diffusion entlang der Oberfläche von einer Facette auf die andere wahrscheinlich. In der Praxis ist daher zu erwarten, dass beide Mechanismen beteiligt sind.

3.3 Einfluss der Prozessparameter

Im folgenden Abschnitt werden die Auswirkungen der einzelnen Epitaxieparameter beim Wachstum auf strukturierten Substraten diskutiert. Diese Untersuchungen stellen eine wichtige Grundlage dar, um schließlich das Wachstum der einzelnen Kristallfacetten so steuern zu können, dass man Quasisubstrate mit möglichst guter Qualität erhält (Kapitel 4).

Für die beschriebenen Versuche wurden 1,5 μm dicke GaN-Templates auf Saphir-Substrat verwendet. Auf diese wurde mittels PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition) eine 250 nm dicke SiO_2 -Maske abgeschieden, welche dann mit üblichen Lithographieverfahren und anschließend reaktiven Ionenätzen (Reactive Ion Etching, RIE) strukturiert wurde.

3.3.1 Temperatur und Druck

Streifenmasken in $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung

Bei den einzelnen Epitaxieparametern ist die Wachstumstemperatur ein entscheidender Faktor für die Ausbildung unterschiedlicher Kristallfacetten. In Abbildung 3.10 sind die Einflüsse von Temperatur und Druck auf das Wachstum ausgehend von einer Streifenmaske in $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung dargestellt. Es handelt sich hierbei um Aufnahmen des Raster-Elektronenmikroskops vom Querschnitt der jeweiligen Proben. Der Galliumfluss beträgt 90 $\mu\text{mol}/\text{min}$, das V/III-Verhältnis liegt bei 993. Als Trägergas wurde Wasserstoff verwendet. Für hohe Temperaturen, bei 1130 $^\circ\text{C}$, erhält man rechteckige Querschnitte, begrenzt von den senkrechten $\{11\bar{2}0\}$ -Ebenen und der (0001)-Ebene. Bei geringerer Temperatur von 1020 $^\circ\text{C}$ hingegen dominieren die $\{11\bar{2}2\}$ -Ebenen und es entsteht eine dreieckige Form. Im Temperaturbereich dazwischen findet ein allmählicher Übergang statt, so dass bei 1070 $^\circ\text{C}$ alle diese Facetten deutlich ausgeprägt sind.

Wie in Abbildung 3.11 links zu sehen ist, nimmt entsprechend die Wachstumsrate r_{0001} in [0001]-Richtung mit zunehmender Temperatur ab, während die Wachstumsrate $r_{11\bar{2}2}$ in $\langle 11\bar{2}2 \rangle$ -Richtung dabei zunimmt.

Anhand der REM-Aufnahmen (Abbildung 3.10) erkennt man auch, dass eine Reduktion des Reaktordruckes zu einer erhöhten lateralen Wachstumsrate und damit zu einer Verbreiterung der resultierenden Struktur führt. Bei der genauen Auswertung der unterschiedlichen Wachstumsraten in Abbildung 3.11 rechts zeigt sich bei zunehmendem Druck ein Anstieg der vertikalen Wachstumsrate r_{0001} und ein Rückgang der lateralen Wachstumsrate $r_{11\bar{2}2}$.

Für die Untersuchung dieser Zusammenhänge sind nicht nur die absoluten Wachstumsraten oder Strukturgrößen, sondern das Verhältnis zwischen lateraler und vertikaler Wachstums-

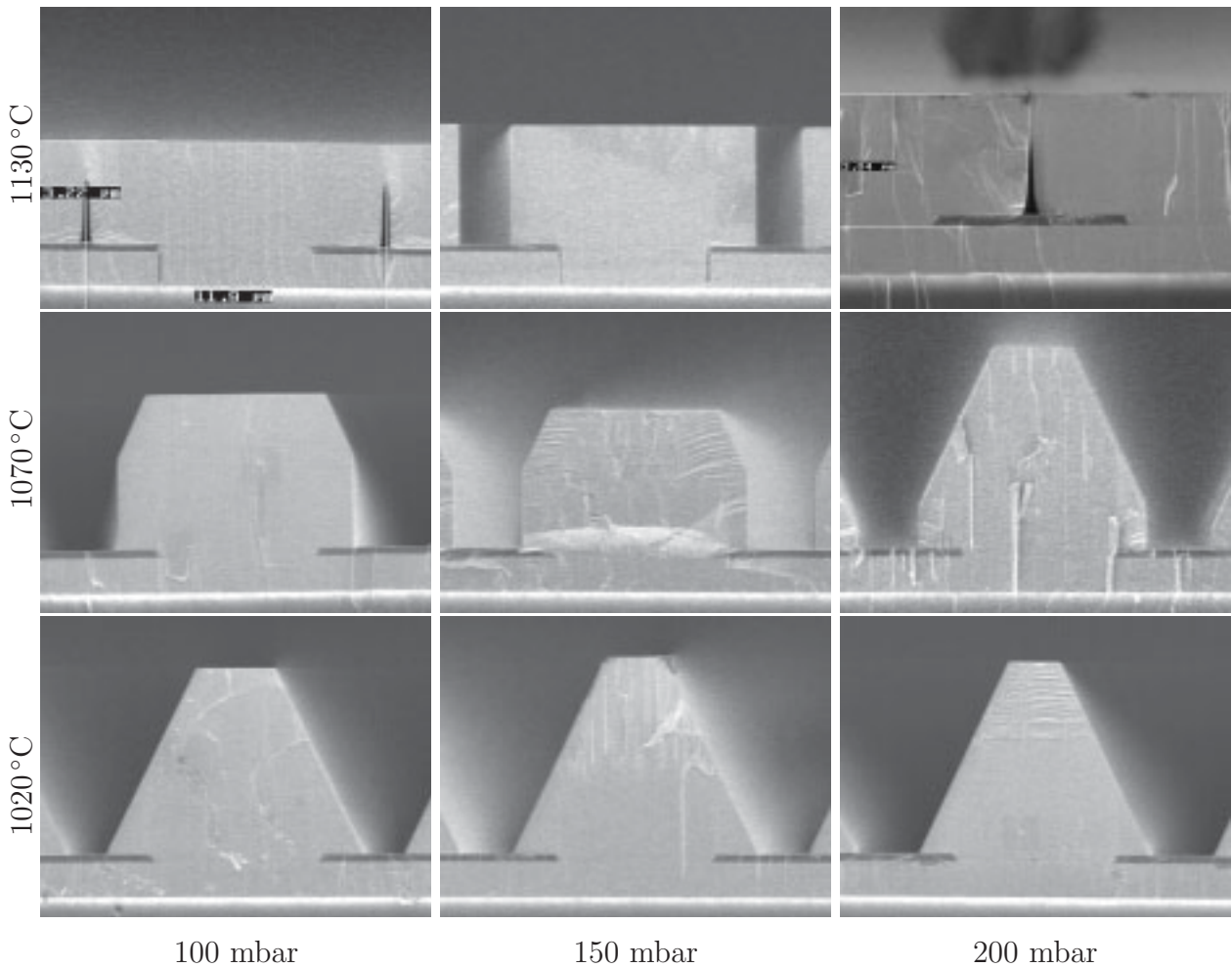


Abbildung 3.10: Druck- und Temperaturabhängigkeit des Querschnitts der auf Streifen in $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung gewachsenen Strukturen.

rate (Lateral To Vertical Growth Ratio, LTVGR) interessant. Dieser Wert entspricht der Breite b der gewachsenen Struktur abzüglich der Maskenöffnung f geteilt durch die doppelte Höhe h [129]:

$$LTVGR = \frac{b - f}{2h} \quad (3.6)$$

Die Auftragung dieses Wertes über die Temperatur und den Reaktordruck in Abbildung 3.13 verdeutlicht, dass das laterale Wachstum durch eine hohe Temperatur und einen niedrigen Druck gefördert wird. Um diese Zusammenhänge zu erklären, muss die Stabilität der einzelnen Kristallfacetten unter den jeweiligen Epitaxiebedingungen betrachtet werden. Die Anzahl der freien Bindungen an den Oberflächen ist in diesem Fall nicht ausschlaggebend, sonst wäre die (0001)-Oberfläche deutlich stabiler als die seitlichen Facetten (Abbildung 3.6).

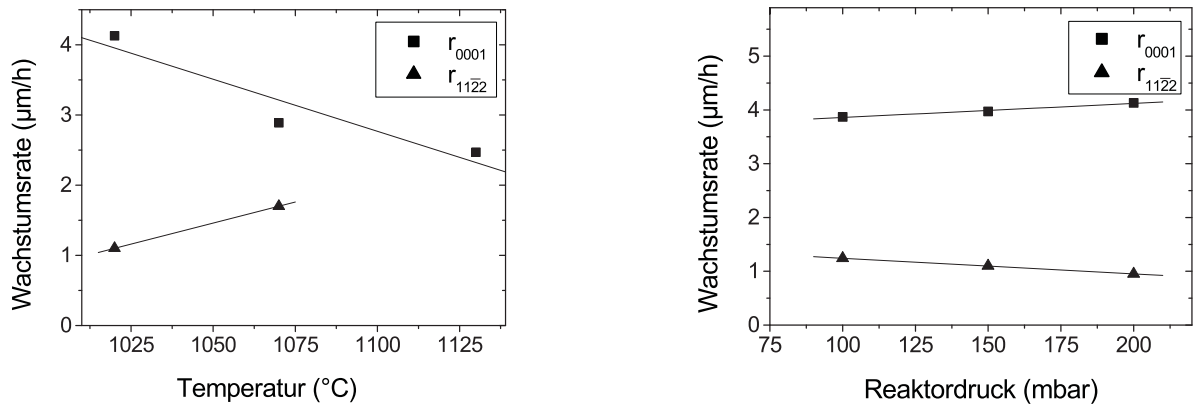


Abbildung 3.11: Abhängigkeit der Wachstumsraten von Temperatur und Druck.

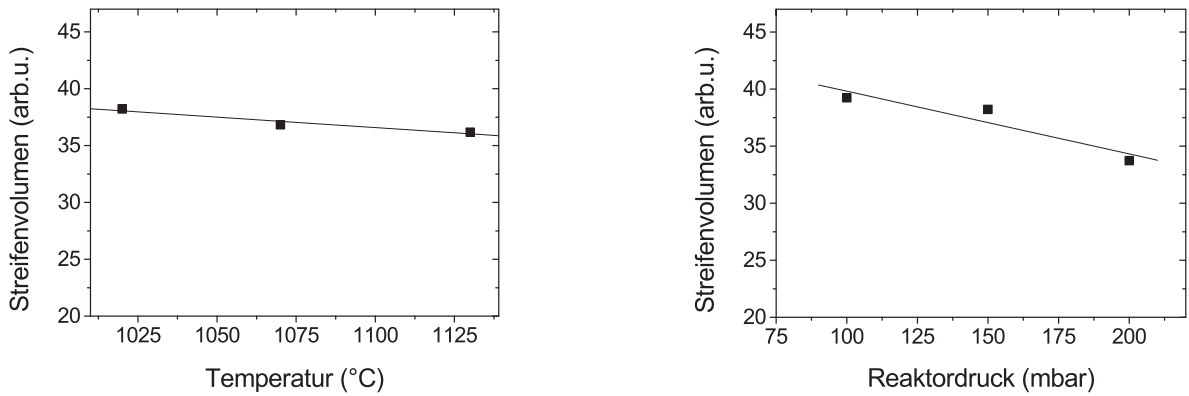


Abbildung 3.12: Zusammenhang zwischen abgeschiedenem Volumen und Temperatur beziehungsweise Druck.

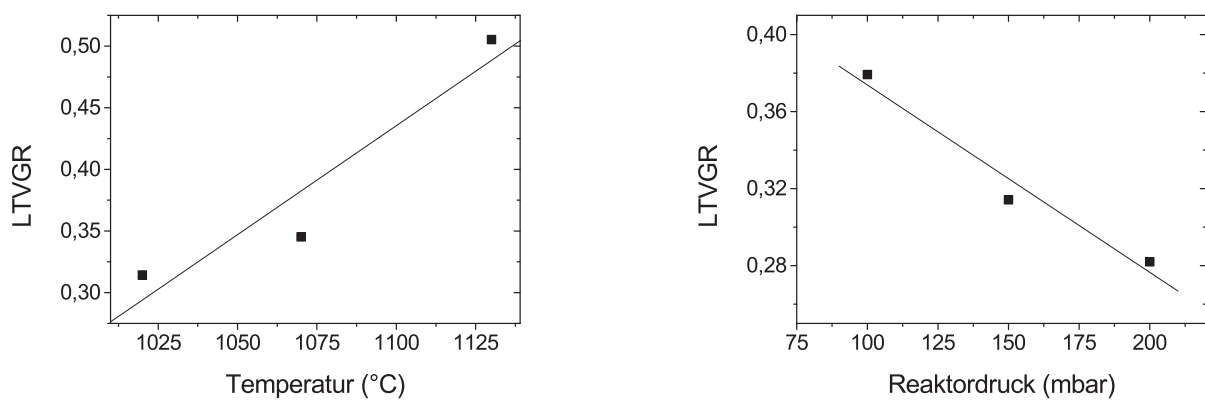


Abbildung 3.13: Steigerung des LTVGR durch hohe Temperaturen oder niedrigen Druck.

Eine wichtige Rolle spielt die Stabilisierung der Facetten durch Stickstoff, da beim MOVPE-Wachstum ein Überangebot des Gruppe-V-Materials vorliegt. Die $\{11\bar{2}2\}$ -Facette, welche bei niedrigen Temperaturen dominiert, kann sowohl eine N- als auch eine Ga-polare Oberfläche bilden. Wegen des Überangebotes an Stickstoff ist hier mit einer N-polaren Oberfläche zu rechnen und diese Kristalloberfläche ist zunächst stabil. Bei einer Temperaturerhöhung könnte man nun mit einem gesteigerten Angebot von freiem Stickstoff auf Grund der effizienteren Zerlegung von Ammoniak argumentieren, dies steht jedoch in direktem Widerspruch zum Verhalten bei erhöhtem Ammoniak-Fluss (Abschnitt 3.3.2).

Streifenmasken in $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Richtung

Auf denselben Proben befinden sich auch Streifenmasken entlang der $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Richtung. Die Analyse der dort gewachsenen Strukturen liefert ein völlig anderes Ergebnis. In Abbildung 3.14 sind die REM-Aufnahmen der Querschnitte zweier Proben dargestellt, welche bei 100 mbar und 1130 °C beziehungsweise bei 200 mbar und 1020 °C gewachsen wurden, den Extremwerten für laterales beziehungsweise vertikales Wachstum für Streifen entlang der anderen Kristallrichtung. In diesem Fall jedoch ist kein Unterschied zu erkennen. Dementsprechend ist auch die Größe der Strukturen, das LTVGR sowie das Volumen für alle untersuchten Kombinationen von Temperatur und Druck weitgehend konstant (Abbildung 3.15). Demnach lässt sich das Wachstum der $\{1\bar{1}01\}$ -Ebenen kaum durch die Epitaxieparameter beeinflussen. Aus diesem Grund ist diese Streifenrichtung auch für das gezielte laterale Überwachsen von Masken weniger geeignet und wird daher nicht weiter diskutiert.

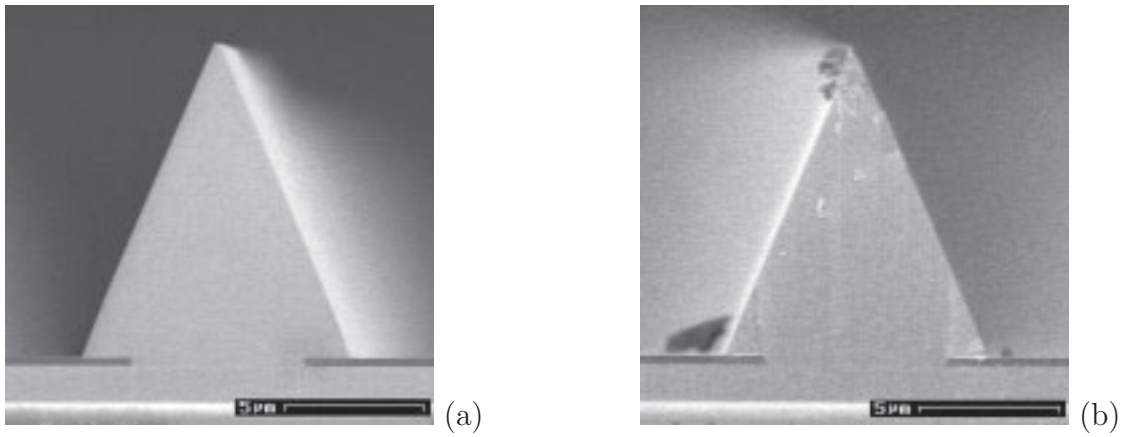


Abbildung 3.14: Bei Wachstum auf $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ Streifen ergibt sich bei 100 mbar und 1130 °C (a) und 200 mbar und 1020 °C (b) derselbe Querschnitt.

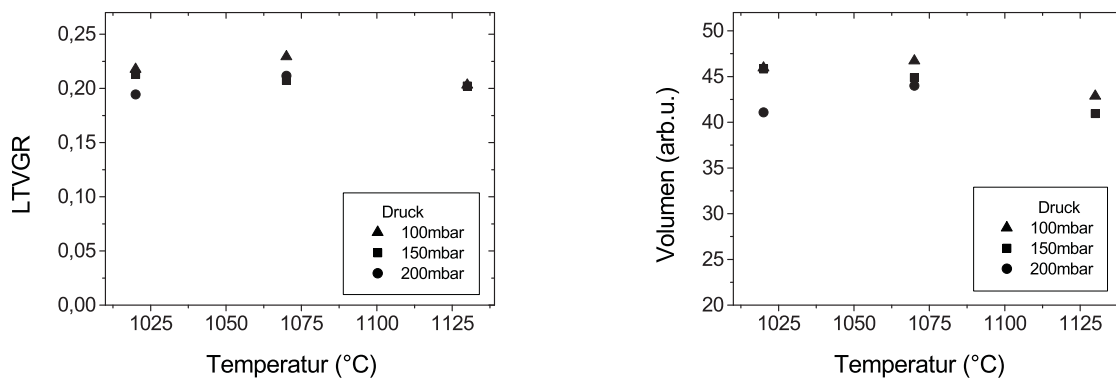


Abbildung 3.15: LTVGR und Volumen sind bei Wachstum auf $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Streifen annähernd unabhängig von Temperatur und Druck.

3.3.2 V/III-Verhältnis

Das V/III-Verhältnis hat ebenfalls deutliche Einflüsse auf die Wachstumsgeschwindigkeit der einzelnen Kristallfacetten. Allerdings lässt sich dieser Wert nicht unabhängig von anderen Größen variieren, wie im Folgenden erläutert wird.

Ammoniak-Fluss

Insgesamt wird die Wachstumsrate vom Gallium-Angebot, also vom verwendeten TMGa-Fluss, bestimmt. Daher wurde zunächst dieser Wert konstant gehalten und das Ammoniak-Angebot geändert. Da dies bei einem Ammoniak-Fluss im Bereich von 500 bis 2000 sccm ein deutlicher Eingriff in den Gesamtfluss ist, wurde dieser durch Zugabe der entsprechenden Menge Inertgas ausgeglichen. Dennoch bleiben Differenzen im Bezug auf thermisches Verhalten, Masse und Viskosität bestehen.

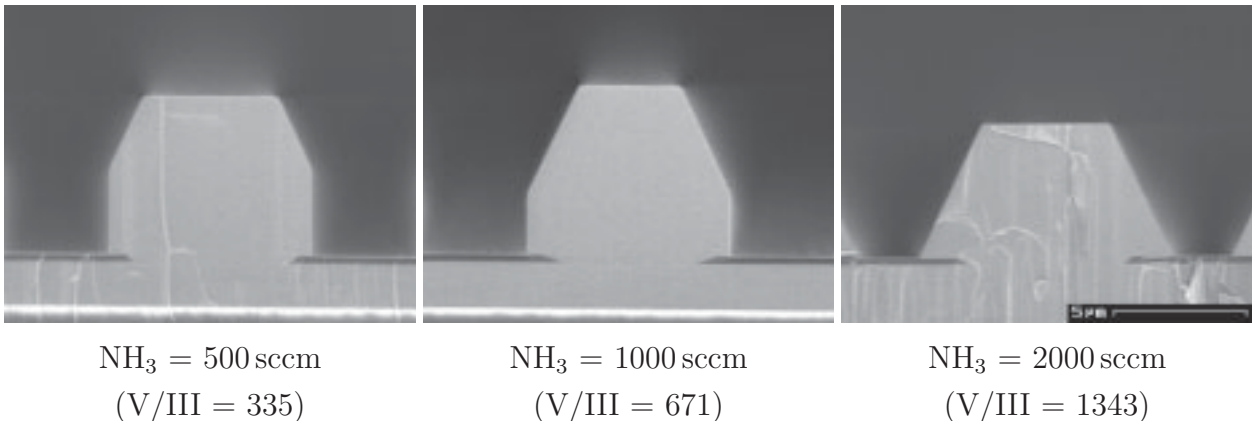


Abbildung 3.16: Einfluss des Ammoniakangebots auf die Ausbildung der Kristallfacetten.

Bereits an den REM-Aufnahmen (Abbildung 3.16) sieht man, dass eine Erhöhung des V/III-Verhältnisses eine Verringerung des abgeschiedenen Volumens bewirkt. In Abbildung 3.18 sind die Wachstumsraten und das Volumen in Abhängigkeit des Ammoniak-Flusses dargestellt.

Grund hierfür sind vor allem die reduzierten Wachstumsraten in $[0001]$ - und $\langle 11\bar{2}2 \rangle$ -Richtung. Die Wachstumsrate in $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Richtung bleibt konstant, da jedoch für den höchsten Ammoniak-Fluss von 2000 sccm die Wachstumsrate in $\langle 11\bar{2}2 \rangle$ -Richtung noch geringer ist, kommt es in diesem Fall nicht zur Ausbildung der senkrechten Facette.

Trimethylgallium-Fluss

Das V/III-Verhältnis kann auch über das Angebot der Gruppe-III-Komponente verändert werden. Da die Änderung sich nur auf wenige sccm beläuft, sind Auswirkungen auf die Gesamtströmung zu vernachlässigen, allerdings wird die Wachstumsrate stark beeinflusst. In Abbildung 3.17 sind die REM-Aufnahmen von Proben dargestellt, die mit einem Trimethylgallium-Fluss von 12 sccm, 17 sccm und 23 sccm (entsprechend $47 \mu\text{mol}/\text{min}$, $66,5 \mu\text{mol}/\text{min}$ und $90 \mu\text{mol}/\text{min}$) gewachsen wurden. Die Wachstumszeit wurde dabei konstant bei 90 Minuten gehalten.

Die REM-Aufnahmen der Querschnitte in Abbildung 3.17 zeigen die Auswirkungen des Galliumangebotes auf die Wachstumsrate. Die Auftragung des abgeschiedenen Kristallvolumens über dem TMGa-Fluss zeigt einen annähernd linearen Zusammenhang (Abbildung 3.19).

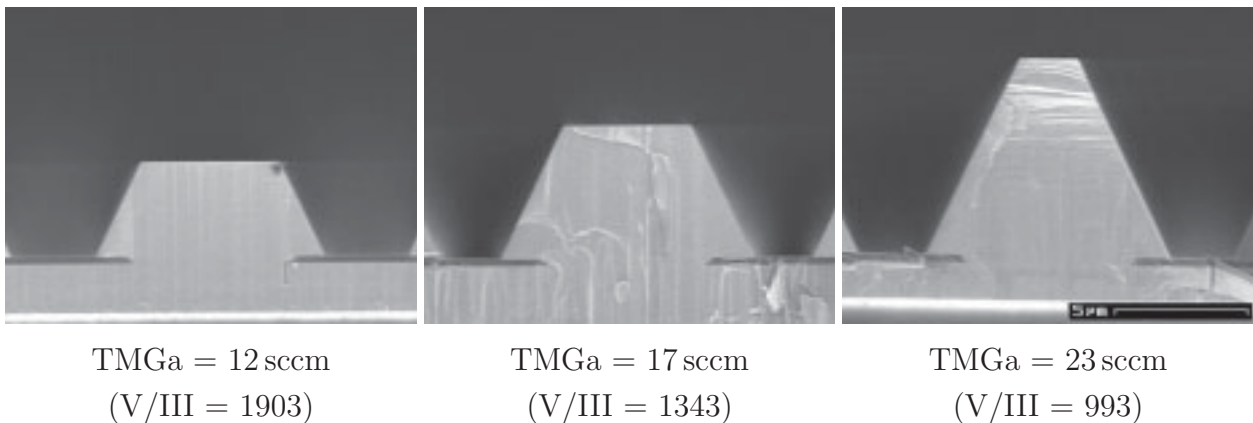


Abbildung 3.17: Einfluss des TMGa-Angebots auf die Ausbildung der Kristallfacetten.

Bei den Wachstumsraten der verschiedenen Kristallfacetten zeigt sich hier noch deutlicher, dass das V/III-Verhältnis in erster Linie das Wachstum in $[0001]$ -Richtung beeinflusst. Nimmt man nun die Ergebnisse dieser beiden Versuchsreihen zusammen, so ergibt sich das einheitliche Bild, dass eine Erhöhung des V/III-Verhältnisses das vertikale Wachstum vermindert und somit das laterale Wachstum unterstützt, was einem Anstieg des LTVGR entspricht (Abbildung 3.20).

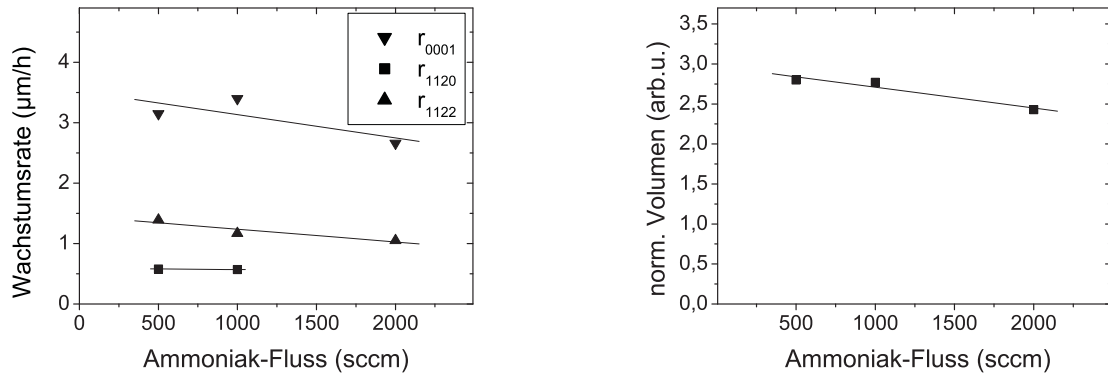


Abbildung 3.18: Wachstumsraten und abgeschiedenes Volumen in Abhängigkeit des Ammoniak-Flusses.

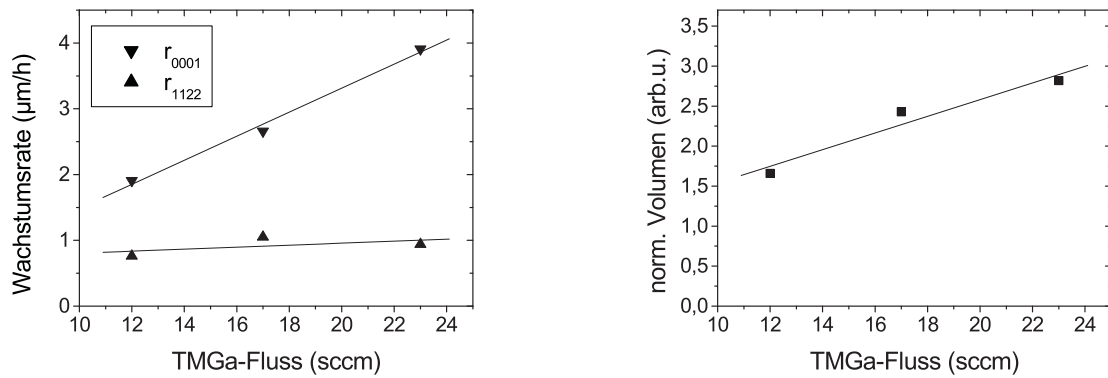


Abbildung 3.19: Wachstumsraten und abgeschiedenes Volumen in Abhängigkeit des TMGa-Flusses.

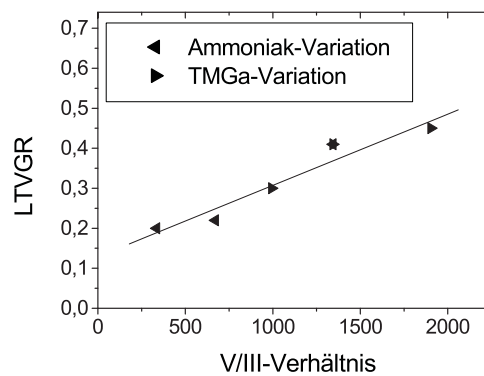


Abbildung 3.20: Das LTVGR nimmt mit dem V/III-Verhältnis zu.

3.3.3 Trägergas

Als Trägergas wird beim Wachstum von Galliumnitrid üblicherweise Wasserstoff (H_2) verwendet, für das Wachstum von Indium-Galliumnitrid jedoch eher Stickstoff (N_2). Das Trägergas ist zwar nicht direkt an den chemischen Reaktionen des Wachstumsprozesses beteiligt, jedoch wird die Zerlegung des TMGa sowie Entstehung von weiteren Reaktionsprodukten wie Methan oder Ethan beeinflusst. In Wasserstoff-Atmosphäre findet zudem eine verstärkte Desorption von Galliumnitrid statt. Wasserstoff hat gegenüber Stickstoff eine deutlich erhöhte Wärmeleitfähigkeit und eine höhere Wärmekapazität, daher hat die Wahl des Trägergases auch Auswirkungen auf die thermischen Verhältnisse im Reaktor. Um die Auswirkungen auf das Wachstum von strukturierten Substraten zu untersuchen, wurde die Zusammensetzung des Trägergases im Bereich von 100 % Wasserstoff bis hin zu einem Gemisch aus 10 % Wasserstoff und 90 % Stickstoff variiert.

In Abbildung 3.21 sind REM-Aufnahmen der Querschnitte einiger Proben dieser Serie dargestellt. Die Komposition des Trägergases hat einen starken Einfluss auf das Verhältnis zwischen lateralem und vertikalem Wachstum. Der Anstieg des LTVGR mit zunehmendem Stickstoff-Anteil wird in Abbildung 3.22a deutlich. Der dabei erreichte Maximalwert von 1,9 liegt um den Faktor 4 über den Werten, die durch Variation der bisher untersuchten Parameter erreicht wurden. Innerhalb dieser Serie bleibt der rechteckige Querschnitt der ge-

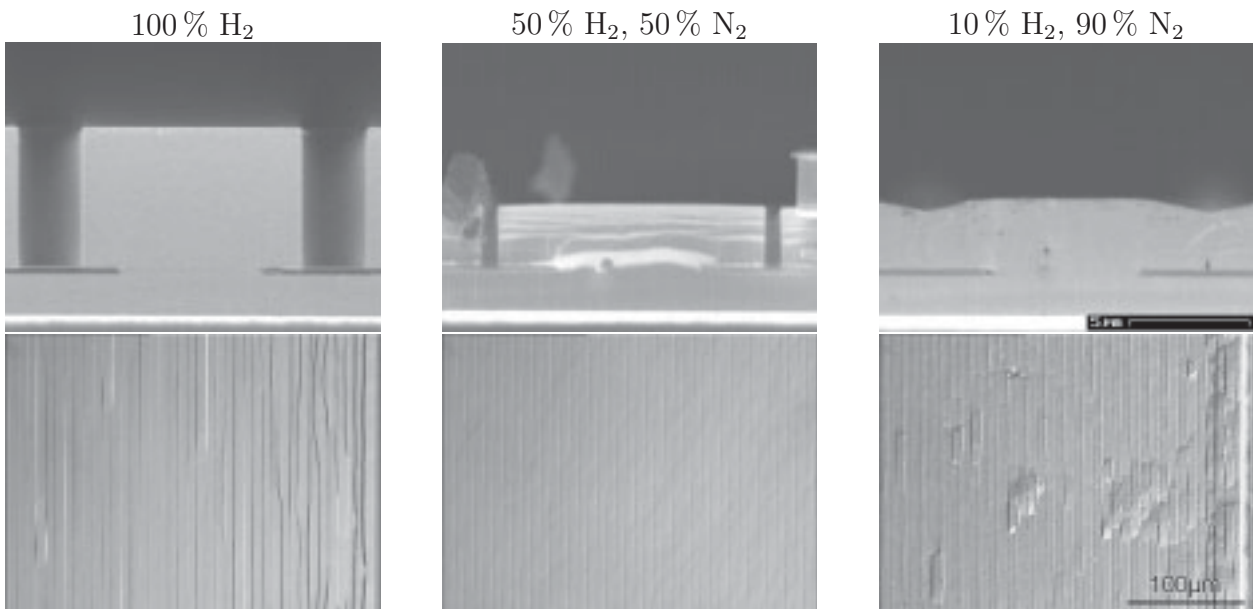


Abbildung 3.21: Querschnitt und Oberflächenmorphologie der Strukturen bei verschiedener Trägergas-Zusammensetzung.

wachsenen Streifen erhalten. Die Neigung der Oberfläche, die auf den Bildern zu erkennen ist, zeigt nicht eine andere Kristallfacette, sondern die starke Verkippung des Kristallgitters in den lateral gewachsenen Bereichen. Dieser so genannte Wing-Tilt wird in Abschnitt 3.3.5 genauer behandelt.

Mikroskopaufnahmen der koaleszierten Oberflächen dieser Proben sind in Abbildung 3.21 unten abgebildet. Die beste Oberflächenmorphologie wird mit einem Wasserstoff-Anteil von 50% erreicht. Dieses Ergebnis zeigt den Zusammenhang zwischen der Morphologie der Schichten und der in diesem Fall geringeren Gesamtwachstumsrate, wie er auch von unstrukturierten Proben bekannt ist. Bei einer höheren Wasserstoff-Konzentration entstehen an der Oberfläche Stufen parallel zu den Streifen der Maske. Offensichtlich haben die einzelnen Strukturen bei der Koaleszenz eine unterschiedliche Höhe. Eine potentielle Ursache dafür liegt darin, dass diese Probe innerhalb dieser Reihe die höchste vertikale Wachstumsrate hat und somit auch größere lokale Schwankungen der Höhe auftreten können. Setzt man jedoch einen sehr geringen Anteil Wasserstoff im Trägergas ein, so entstehen hexagonale oder runde Defekte an der Oberfläche, weil sich durch die hohe laterale Wachstumsrate Material um bestimmte Defekte wie etwa Schraubenversetzungen ansammelt.

Das Diagramm in Abbildung 3.22b beschreibt die Abhängigkeit des abgeschiedenen Kristallvolumens von der Inertgaszusammensetzung. Die höchste Depositionsrate erhält man für reinen Wasserstoff als Trägergas, mit zunehmendem Stickstoff-Anteil nimmt das Kristallvolumen ab. Bei einem Mischungsverhältnis von 1:1 wird das Minimum erreicht, bevor sich dann wieder ein leichter Anstieg abzeichnet.

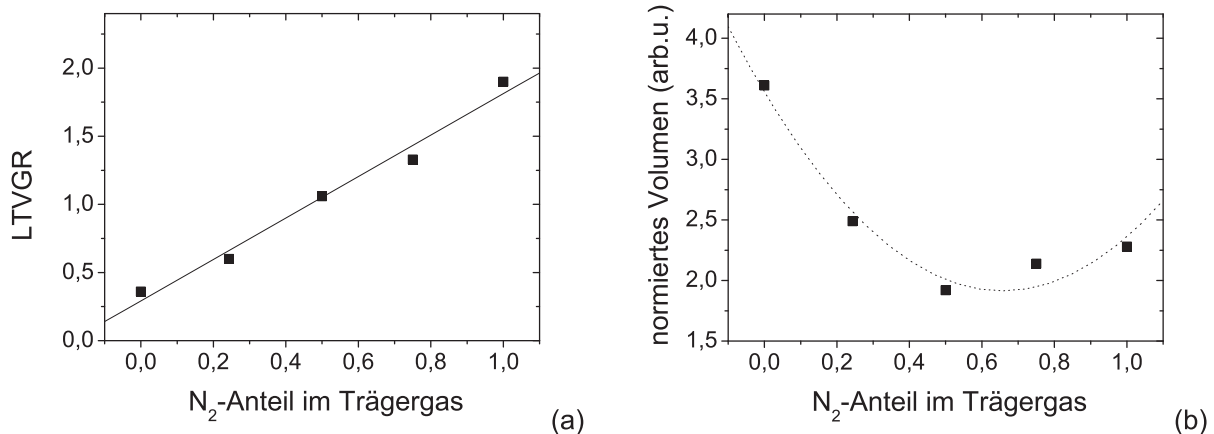


Abbildung 3.22: LTVGR (a) und abgeschiedenes Volumen (b) in Abhängigkeit der Trägergas-Komposition.

3.3.4 Einfluss der Maskengeometrie

Neben den Epitaxieparametern ist auch die Geometrie der verwendeten ELO-Maske von Bedeutung für das strukturierte Wachstum. Im Fall der Streifenmaske sind die Größe der Maskenöffnungen, der so genannten Fenster, sowie die Breite der SiO_2 -Streifen zu berücksichtigen. In Abbildung 3.23 sind Aufnahmen von verschiedenen Bereichen derselben Probe dargestellt, welche sich nur in der Fenster- beziehungsweise Maskenbreite unterscheiden. Es handelt sich wiederum um Streifen in $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung, welche bei einem Druck von 200 mbar, einer Temperatur von 1020 °C und einem V/III-Verhältnis von 335 in Wasserstoff-Atmosphäre gewachsen wurden.

Eine größere Fensteröffnung f führt zu einer leichten Verbreiterung der Struktur, da die

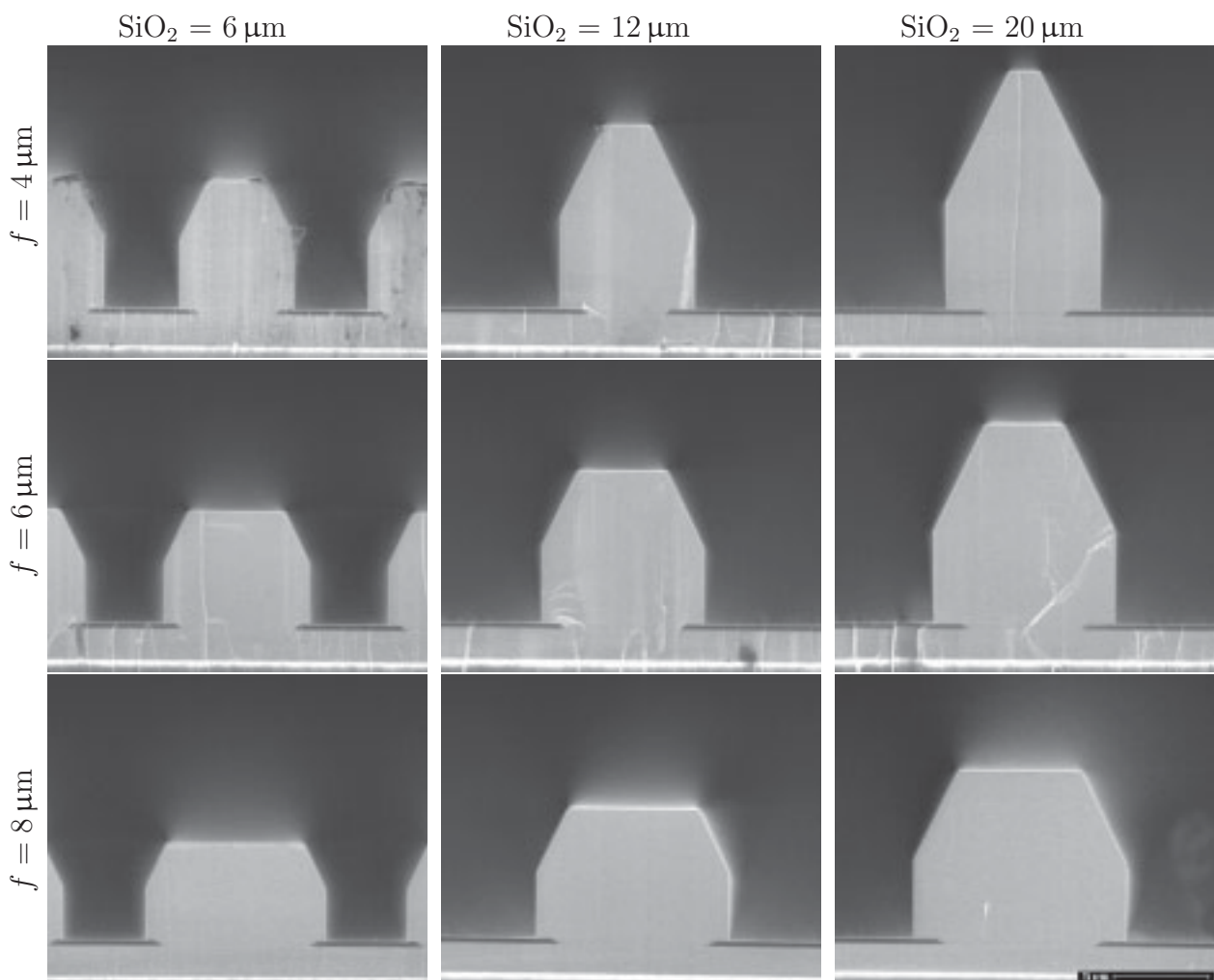


Abbildung 3.23: Einfluss der Fensteröffnung f und der Maskenbreite auf die Wachstumsraten der einzelnen Facetten.

Breite des Fensters die Breite des Streifens zu Beginn des Wachstums vorgibt. Das Gesamtvolumen bleibt dabei konstant, wie die verschiedenen Reihen in Abbildung 3.24a zeigen. Deswegen folgt aus der Verbreiterung der Struktur eine entsprechende Verringerung der Höhe. Da die Fensteröffnung mit in die Berechnung des LTVGR einfließt, ändert sich dieser Wert nicht (Abbildung 3.24b).

Betrachtet man jedoch die Variation der Breite der SiO₂-Streifen, so findet man eine deutliche Zunahme des Kristallvolumens mit der Streifenbreite. Die Ursache hierfür ist, dass die Menge des angebotenen Materials pro Waferfläche konstant bleibt. Da das Wachstum nur im Bereich der Fensteröffnungen stattfinden kann, steht bei einer kleineren Fläche der Fensteröffnungen mehr Material pro Fenster zur Verfügung. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abbildung 3.24a nicht das absolute Kristallvolumen, sondern das entsprechend der Maskengeometrie auf die Waferfläche normierte Kristallvolumen dargestellt. Dieser Wert bleibt für die untersuchten Geometrien bis zu einer Periode von 28 μm mit guter Näherung konstant. Dies zeigt deutlich, dass das Wachstum in diesem Parameterbereich durch den Massentransport limitiert ist. Andererseits muss die Mobilität der Quellmaterialien an der Waferoberfläche groß genug sein, um die Abstände zwischen den Wachstumsbereichen zu überwinden. Wird der zu überbrückende Abstand zu groß, so ist mit einer Sättigung des Kristallvolumens und mit der Entstehung von Kristalliten auf der Maske zu rechnen. Die Diffusionslänge der Materialien wird sowohl durch die Wachstumsparameter als auch durch das Maskenmaterial beeinflusst, da unterschiedliche Materialien eine unterschiedliche Selektivität zeigen, was verschiedenen Werten für das kritische Überangebot entspricht, ab welchem sich Kristallite auf der Maske bilden.

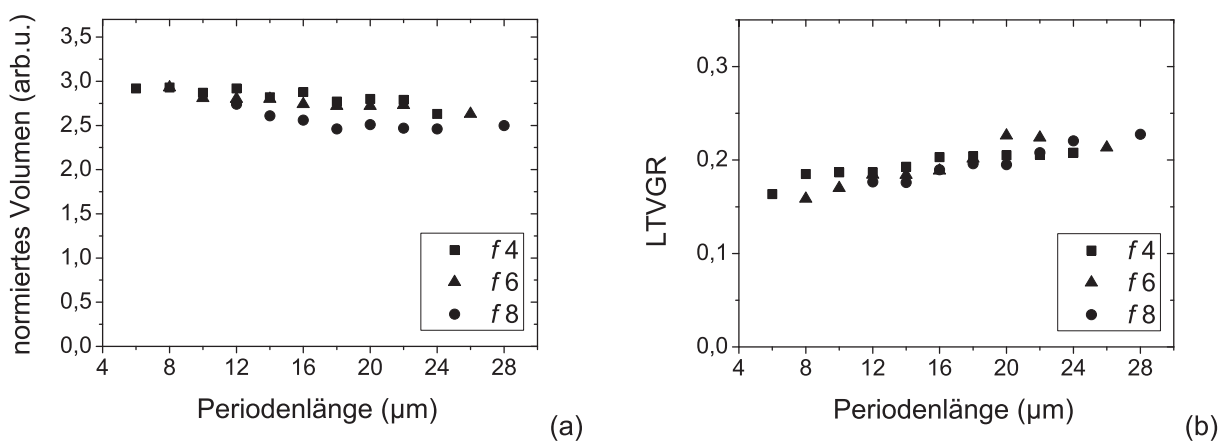


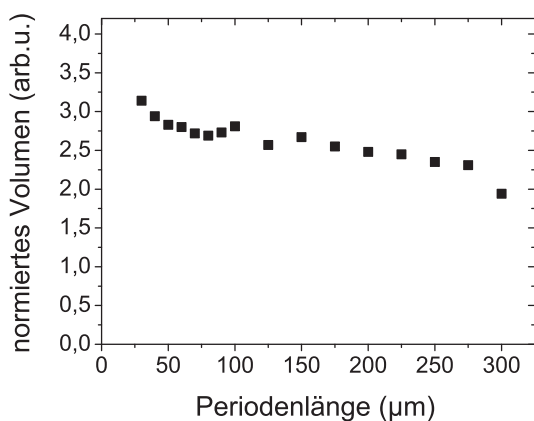
Abbildung 3.24: Abgeschiedenes Volumen (a) und LTVGR (b) in Abhängigkeit der Maskengeometrie. Der Parameter f gibt die Fensteröffnung in μm an.

Da im Rahmen der bisher betrachteten Abstände noch keinerlei Sättigungseffekte zu beobachten waren, wurden weitere Untersuchungen mit einer speziellen Maske durchgeführt, die deutlich größere Abstände aufweist. In Abbildung 3.25 ist diese Maske schematisch dargestellt. Die Abstände zwischen den Fensteröffnungen liegen im Bereich von $10\ \mu\text{m}$ bis $300\ \mu\text{m}$. Die Fensteröffnungen selbst haben eine Breite von $8\ \mu\text{m}$.

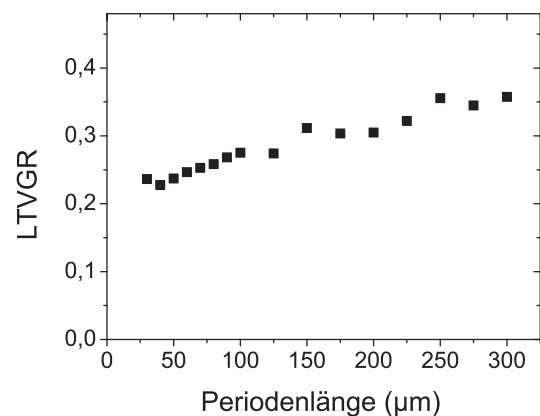


Abbildung 3.25: Maskenbereich mit weiten Abständen zwischen den je $8\ \mu\text{m}$ breiten Fenstern.

Bei dieser Serie ist ebenfalls keine Sättigung des abgeschiedenen Volumens und demnach kein Einbruch des normierten Volumens zu beobachten (Abbildung 3.26a), sondern nur ein leichter Rückgang mit zunehmendem Abstand. Der geringere Wert beim letzten Messpunkt rührt von den Einwirkungen der benachbarten Maskenbereiche her. Demnach tritt auch für maskierte Flächen mit einer Breite von $300\ \mu\text{m}$ noch keine Beschränkung bezüglich des Massentransports auf.



(a)



(b)

Abbildung 3.26: LTVGR und abgeschiedenes normiertes Volumen in Abhängigkeit der Maskengeometrie.

Auch in diesem Probenbereich ist nur vereinzelt die Entstehung von parasitären Keimen zu beobachten, womit dieser Effekt als Erklärung für den leichten Rückgang des abgeschiedenen normierten Volumens nicht in Frage kommt. Das LTVGR (Abbildung 3.26b) zeigt einen leichten Anstieg mit dem Abstand der Wachstumsbereiche. Eine mögliche Erklärung dafür liegt darin, dass mit zunehmendem Abstand die Materialzufuhr verstärkt lateral aus den maskierten Bereichen erfolgt. Nach Mitchell et al. [128] findet dabei der Materialtransport hauptsächlich in der Gasphase statt und nicht auf der Maskenoberfläche.

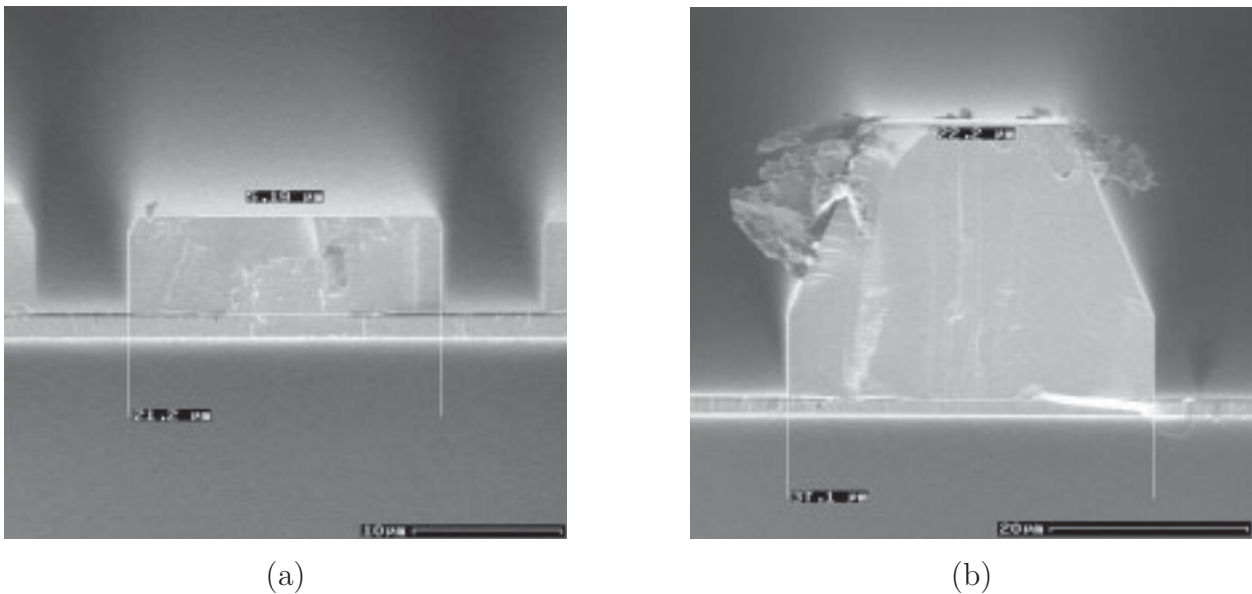


Abbildung 3.27: Bereiche mit 20 μm (a) und 300 μm (b) SiO_2 -Maske derselben Probe. Zu beachten ist der unterschiedliche Maßstab.

In Abbildung 3.27 sind als Beispiel die beiden Strukturen mit 20 μm und 300 μm Abstand derselben Probe gegenübergestellt. Dabei fällt auf, dass die Querschnitte und damit die Wachstumsraten der einzelnen Kristallfacetten ebenfalls von den Abmessungen der Streifen beeinflusst werden. Während bei diesen Wachstumsparametern bei kleineren Streifenabständen nur rechteckige Querschnittsflächen zu beobachten sind, kommt mit Zunahme der Maskenfläche auch die $\{11\bar{2}2\}$ -Facette zum Vorschein und es entsteht eine trapezförmige Struktur (Abbildung 3.27b).

Bei derart großen Streifenabständen liegen die Wachstumsraten weit über den üblichen Werten. Überschreitet die Wachstumsrate einen kritischen Wert, so wird die Grenze des Massentransport-begrenzten Regimes erreicht und die Wachstumsrate sättigt auf Grund von kinetischen Limitierungen. Dabei ist zu erwarten, dass die verschiedenen Kristallfacetten unterschiedliche Grenzen haben. Die Beobachtung, dass bei zunehmendem Abstand und damit auch zunehmender Wachstumsrate verstärkt $\{11\bar{2}2\}$ -Facetten entstehen zeigt, dass das

Wachstum in $\langle 11\bar{2}2 \rangle$ -Richtung als erstes sättigt. Infolgedessen steht prinzipiell mehr Material für das Wachstum der anderen Facetten bereit. Gleichzeitig nimmt aber die Fläche der anderen Facetten ab, wodurch noch eine zusätzliche Steigerung der Wachstumsrate zu erwarten ist. Da an den anderen Kristallfacetten eine andere Kinetik vorherrscht, ist ein Rückgang der normierten Depositionsrate und damit des normierten Volumens zu erwarten. Dies gilt insbesondere, sofern das angebotene Material nicht an den übrigen Facetten eingebaut werden kann.

Die beobachtete Tendenz zu trapezförmigen Querschnitten ließe sich alternativ durch eine Änderung der Temperatur begründen, da die Temperatur den stärksten Einfluss auf die Ausbildung der einzelnen Kristallfacetten zeigt. Eine Reduktion der Temperatur ausgehend von einem rechteckigen Querschnitt führt zu einer Struktur, wie sie bei größeren Streifenabständen auftritt. Andererseits wurde in Abschnitt 3.3.1 gezeigt, dass sich die Entstehung der $\{11\bar{2}2\}$ -Facette durch eine Erhöhung der Wachstumstemperatur in gewissem Rahmen verhindern lässt. Lokale Unterschiede der Temperatur auf den Proben sind denkbar. Die Erwärmung des Wafers erfolgt ausschließlich über den Suszeptor durch den Saphir-Wafer hindurch, welcher bekanntlich über eine geringe thermische Leitfähigkeit verfügt. Auch die SiO_2 -Maske stellt eine Barriere für die Übertragung der Wärme dar, so dass der hauptsächliche Anteil des Wärmeflusses durch die Fensteröffnung erfolgt, welche in diesem Fall für alle Strukturen gleich groß ist. Bei großen Streifenabständen entstehen große Strukturen, die entsprechend auch eine große Oberfläche aufweisen. Daher könnte man mit einer stärkeren Abstrahlung von Wärme in diesem Bereich und einer dadurch verringerten Temperatur argumentieren [127].

Das lokale V/III-Verhältnis scheidet als Erklärung für diesen Effekt aus. Geht man von der üblichen Annahme aus, dass beim MOVPE-Wachstum ein Überangebot von Stickstoff vorliegt, so ist bei großen Streifenabständen mit einem reduzierten lokalen V/III-Verhältnis zu rechnen, da es dort zu einem stark erhöhten Gallium-Angebot kommt. Dies hätte jedoch eine erhöhte vertikale Wachstumsrate zur Folge und nicht eine derartige Änderung der Querschnittsfläche (siehe Abschnitt 3.3.2).

3.3.5 Resultierender Wing-Tilt

Beim Wachstum auf strukturierten Substraten ist oft eine Verkipfung des Kristallgitters in den lateral gewachsenen Bereichen zu beobachten. Dieses Phänomen wird als Wing-Tilt bezeichnet. Entlang des Übergangs zwischen Wing und Post, also direkt über der Kante der Maske, muss die Verkipfung des Kristallgitters ausgeglichen werden. Daher bildet sich an dieser Stelle eine Kleinwinkelkorngrenze in Form von Stufenversetzungen, die parallel zur Streifenrichtung verlaufen [130]. Die Ursache für diese Verkipfung liegt in einer Wechselwirkung zwischen dem sich ausbreitenden Kristall und der Maske. Als mögliche treibende Kraft für dieses Phänomen wird von einigen Forschergruppen die Oberflächenspannung genannt [131, 132]. Diese Verkipfung des Kristallgitters kann bereits während des Wachstums durch In-situ-Röntgenmessungen nachgewiesen werden [133]. Damit scheidet die thermische Verspannung beim Abkühlen als Ursache für den Wing-Tilt aus.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die Verkipfung der lateral gewachsenen Bereiche zu bestimmen. Da sich beim Wachstum Kristallfacetten ausbilden, spiegelt sich die Verkipfung des Kristallgitters auch in einer Verkipfung der Oberfläche wider. Daher kann der Wing-Tilt mittels AFM ermittelt werden. In Abbildung 3.28 ist ein AFM-Scan der Oberfläche eines ELO-Streifens quer zur Streifenrichtung dargestellt. Die Messung zeigt für diese Probe einen Wing-Tilt von etwa $0,13^\circ$.

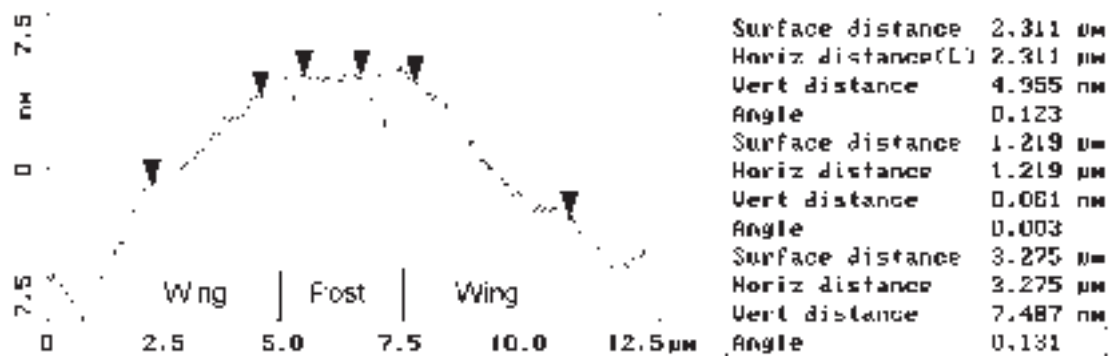


Abbildung 3.28: Verkipfung der Oberfläche in den Wing-Bereichen (AFM-Scan).

Um nicht die Neigung der Oberfläche, sondern die Verkipfung des Kristallgitters zu bestimmen, werden Messungen mit dem Röntgendiffraktometer eingesetzt. In Abbildung 3.29 sind die ω -Scans derselben Probe abgebildet. Kurve (a) beschreibt den Scan senkrecht zur Streifenrichtung, also mit Drehachse in Streifenrichtung. Die Messkurve lässt sich mit sehr guter Übereinstimmung als Überlagerung von 3 Kurven beschreiben. Der Peak in der Mitte stammt vom vertikal gewachsenen Bereich über der Maskenöffnung, während die beiden

seitlichen Peaks die Verkipfung der Kristallgitter in den Flügeln zeigen. Die Verkipfung des Kristallgitters beträgt in diesem Fall etwa $0,08^\circ$. In Kurve 3.29b ist zum Vergleich ein ω -Scan entlang der Streifenrichtung dargestellt. Hier findet man nur einen Peak, welcher gut mit dem zentralen Peak der anderen Scanrichtung übereinstimmt.

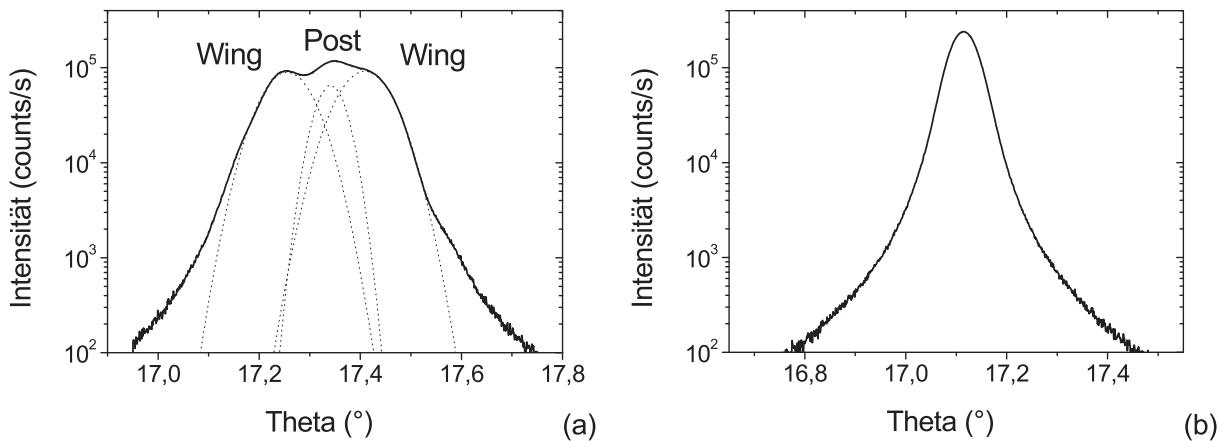


Abbildung 3.29: Anhand von Röntgen-Rockingkurven lässt sich die Verkipfung des Kristallgitters bestimmen. Bei Kurve (a) wurde die Probe senkrecht zur Streifenmaske gedreht, bei Kurve (b) entlang der Streifenrichtung. Kurve (a) entspricht sehr gut einer Überlagerung von 3 Gauss-Kurven.

Da der Röntgenstrahl einen bestimmten Durchmesser besitzt, wird bei derartigen Messungen stets über einen bestimmten Probenbereich gemittelt, während bei den AFM-Messungen stets nur der betrachtete Bereich berücksichtigt wird. Daher ist zu erwarten, dass Röntgen-Messungen bei größeren Probenbereichen die aussagekräftigeren Daten liefern, während AFM-Messungen die Methode der Wahl sind, sofern gezielt bestimmte Bereiche mit kleineren Abmessungen untersucht werden sollen. Darüber hinaus ist zu berücksichtigen, dass mit AFM-Messungen zwar sehr feine relative Höhenunterschiede erfasst werden können, die exakte Bestimmung absoluter Werte in einem derart feinen Bereich jedoch problematisch ist. Dennoch zeigt dieser Vergleich, dass die Ergebnisse der beiden Verfahren im selben Bereich liegen und daher auch AFM-Messungen eine geeignete Methode zur Bestimmung beziehungsweise zum Vergleich des Wing-Tilts mehrerer Proben darstellt.

Der Wing-Tilt wurde bei einigen der bereits beschriebenen Proben bestimmt. Der Vergleich zeigt, dass der Wing-Tilt durch die Epitaxieparameter stark beeinflusst wird. Eine stärkere Verkipfung wird immer bei einer hohen lateralen Wachstumsrate, also einem hohen LTVGR, gefunden. In Abbildung 3.30 ist dieser Zusammenhang am Beispiel einiger Proben mit unterschiedlicher Trägergaszusammensetzung dargestellt. Die logarithmische Auftragung

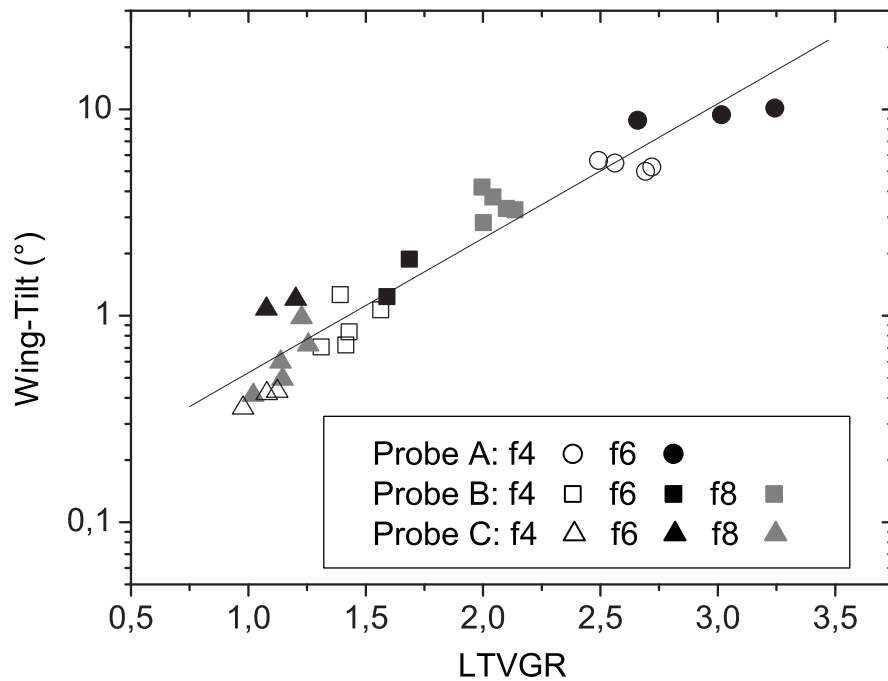


Abbildung 3.30: Erhöhtes laterales Wachstum verstärkt den Wing-Tilt. Der Parameter f gibt die jeweilige Maskenöffnung in μm an.

ergibt eine Gerade, daher handelt es sich um einen exponentiellen Zusammenhang. Selbst die leichte Änderung des LTVGR durch eine unterschiedliche Maskenöffnung f entspricht diesem Modell.

Dieser Zusammenhang ist leicht verständlich, wenn man davon ausgeht, dass beim lateralen Wachstum des Wings einerseits die Wechselwirkung mit der Maske besteht, die zum Verkippen des Kristallgitters führt, indem die Gitterkonstanten im Anfangsstadium des lateralen Überwachsens beeinflusst werden, andererseits jedoch die Verbindung zum vertikal wachsenden Post-Bereich das Gitter des Wings stabilisiert und somit einer Verkipfung entgegenwirkt. Bei Wachstum mit hohem LTVGR schiebt sich eine dünne Kristallschicht rasch über die Maske. Die Kontaktfläche mit der Maske ist deutlich größer als die Querschnittsfläche der Verbindung zum Post. Darüber hinaus ist ein dünner Film elastischer und kann leichter verformt werden. Daher kommt es zu einer starken Verkipfung des Wings. Bei Wachstum mit niedrigem LTVGR hingegen dominiert die stabilisierende Verbindung zum Post, während sich den Wechselwirkungen zwischen Wing und Maske nur eine kleine Angriffsfläche bietet. Folglich fällt die Verkipfung des Wings geringer aus. Deswegen ist bei einer Steigerung des LTVGR, wie sie zur Koaleszenz der Schichten wünschenswert ist, stets mit einer Ver-

schlechterung des Wing-Tilts zu rechnen. Demnach sind die optimalen Prozessparameter nicht automatisch im Bereich des größten LTVGR zu suchen.

Zur Realisierung von qualitativ hochwertigen Quasisubstraten ist jedoch sowohl ein hohes LTVGR als auch ein möglichst geringer Wing-Tilt erforderlich. Dies lässt sich beispielsweise durch einen zweistufigen Wachstumsprozess erreichen: Zu Beginn des Wachstums ist ein geringes LTVGR zu wählen, um die Verkippung des Wings gering zu halten. Sobald der Post eine ausreichende Höhe und damit eine große Seitenfläche hat, um die Orientierung des Wings stabil zu halten, kann das LTVGR gesteigert werden.

Der Wing-Tilt kann jedoch auch auf andere Weise reduziert werden. Die Wahl und Zusammensetzung des Maskenmaterials oder die Beschaffenheit der Maskenoberfläche haben auch Einfluss auf die Stärke der Wechselwirkungen und somit auf die Verkippung des Kristallgitters [134]. Die Verwendung von Siliziumnitrid (SiN) als Maskenmaterial führt zu einer drastischen Verringerung des Wing-Tilts, wie in weiteren Untersuchungen nachgewiesen wurde [127].

Dieses Kapitel hat mit der Diskussion der Einflüsse der Epitaxieparameter und der Maskengeometrie die Grundlagen gelegt, die für die erfolgreiche Entwicklung von Quasisubstraten benötigt werden, womit sich das folgende Kapitel beschäftigt.

Kapitel 4

Herstellung von Quasisubstraten

Die Verwendung von GaN-Quasisubstraten, also qualitativ hochwertigen, defektarmen, dünnen GaN-Schichten auf Fremdsubstrat, stellt eine interessante Alternative zu GaN-Wafern selbst dar. Auch wenn einige Eigenschaften des Fremdsubstrats, wie etwa thermische und elektrische Leitfähigkeit oder abweichender Brechungsindex, erhalten bleiben, so bieten Quasisubstrate mit reduzierter Versetzungsdichte doch ein großes Potenzial zur Verbesserung GaN-basierender Bauelemente.

Dies kommt besonders bei der Steigerung der Lebensdauer von Laserdioden zum Tragen: Durch den Einsatz von ELO-Substraten konnte Nakamura erstmals Lebensdauern von über 10000 Stunden erreichen [135,136]. Auch die Effizienz und Schwellstromdichte wird verbessert [70, 73]. Darüber hinaus kann durch Quasisubstrate die Beweglichkeit der Ladungsträger gesteigert [65,66] und der Leckstrom von pn-Übergängen reduziert werden [68].

Dieser Teil der Arbeit befasst sich damit, wie die in Kapitel 3 erarbeiteten Grundlagen dazu verwendet werden können, auf strukturierten Substraten mit verschiedenen Verfahren GaN-Quasisubstrate herzustellen. Dabei werden auch die Eigenschaften der Quasisubstrate diskutiert und die Verbesserung von ersten Bauelementen beschrieben.

4.1 Epitaxial Lateral Overgrowth

Das epitaktische laterale Überwachsen (Epitaxial Lateral Overgrowth, ELO [98, 108, 112]) stellt die einfachste Möglichkeit zur Herstellung von Quasisubstraten dar. Wie bei der Grundcharakterisierung des strukturierten Wachstums im vorigen Kapitel kommen hierbei GaN-Templates auf Saphir zum Einsatz, welche mit einer SiO_2 -Streifenmaske in $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung versehen wurden. Im Gegensatz zu den Vorversuchen müssen nun die Wachstumsparameter und vor allem die Wachstumszeit gezielt so gewählt werden, dass die Schicht sich vollständig über der Maske schließt und sich eine ebene Oberfläche ausbildet. Der Parameterbereich, welcher das Wachstum in $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Richtung fördert und daher zu einem rechteckigen Querschnitt der entstehenden Streifen führt, eignet sich am besten, da hier ein hohes LTVGR vorliegt und ebene (0001)-Flächen ausgebildet werden. In Abbildung 4.1 ist eine REM-Aufnahme des Querschnitts einer solchen ELO-Probe dargestellt, Abbildung 4.2 zeigt die Oberfläche der Probe. Diese Probe wurde bei einer Temperatur von 1130°C , einem Reaktordruck von 150 mbar und einem V/III-Verhältnis von 992 für die Dauer von 2 Stunden gewachsen. Im Koaleszenzbereich, in der Mitte der SiO_2 -Streifen, sind Hohlräume, so genannte Voids zu erkennen. Diese treten überwiegend dann auf, wenn die Schicht zum Zeitpunkt der Koaleszenz bereits relativ hoch ist und daher die Quellmaterialien nicht bis hinunter in den Spalt zwischen zwei Streifen diffundieren. Über gezielte Steuerung der Wachstumsparameter lassen sich Voids vermeiden oder auch betonen. Voids stellen in der Regel keinen Nachteil dar, sie können vielmehr zum Abbau von Verspannungen in der Schicht beitragen.

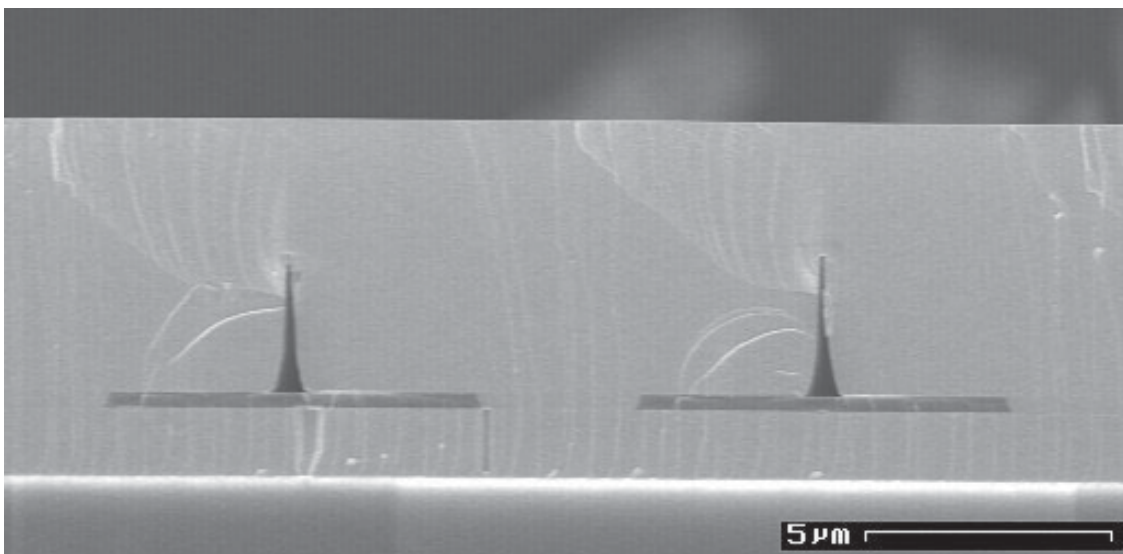


Abbildung 4.1: Bruchkante einer koaleszierten ELO-Probe mit Voids.

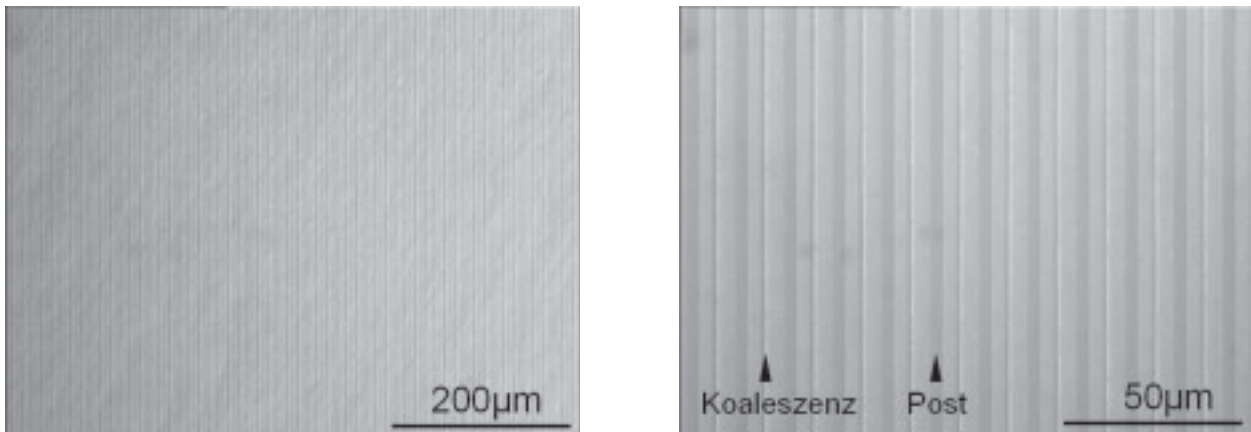


Abbildung 4.2: Vollständig koaleszierte ELO-Probe mit sehr guter Oberflächenmorphologie, Aufnahmen mit optischer Interferenz-Kontrast-Mikroskopie.

Das wichtigste Charakteristikum dieser Proben ist die Versetzungsdichte oder, genau genommen, die Verteilung der Versetzungsdichte. Um die Auswirkung der Maskengeometrie auf die Versetzungsdichte zu untersuchen, wurden Probenbereiche mit unterschiedlichen Fensteröffnungen und Maskenperioden mit gasförmigem HCl angeätzt, wie in Abschnitt 2.5.5 beschrieben ist. In Abbildung 4.3 oben sind beispielhaft AFM-Aufnahmen von Probenbereichen mit einer $4\ \mu\text{m}$ großen Fensteröffnung mit einer Periode von $10\ \mu\text{m}$ beziehungsweise $14\ \mu\text{m}$ dargestellt. Die Position der Fensteröffnungen ist durch Balken markiert. In den vertikal gewachsenen Post-Bereichen über den Fensteröffnungen erkennt man eine große Anzahl von Etch-Pits, während die Wing-Bereiche nahezu frei von Versetzungen sind. Im linken Bild ist zusätzlich eine Aneinanderreihung von Versetzungen parallel zur Streifenrichtung zu sehen. Diese Linie stellt die Koaleszenzlinie dar, an welcher zwei benachbarte Streifen zusammengewachsen sind. Da die Kristallgitter zweier nebeneinander liegenden Streifen nicht optimal zueinander ausgerichtet sind, bildet sich hier eine Korngrenze aus. Im rechts dargestellten Probenbereich sind die Streifen auf Grund des größeren Abstands nicht koalesziert.

In Abbildung 4.3 unten ist die entsprechende quantitative Auswertung dieser AFM-Scans gezeigt. Dazu ist die Anzahl der Etch-Pits dieser Bereiche und die entsprechende Versetzungsdichte über die laterale Position quer zur Streifenrichtung aufgetragen. Diese Diagramme zeigen, dass die Versetzungsdichte im Post-Bereich annähernd konstant ist, hier etwa $8 \times 10^8\ \text{cm}^{-2}$. Die durchschnittliche Versetzungsdichte in den Wing-Regionen beträgt $3,5 \times 10^7\ \text{cm}^{-2}$ beziehungsweise $2,0 \times 10^7\ \text{cm}^{-2}$. Die Breite des Bereichs hoher Versetzungsdichte entspricht genau der Breite der Fensteröffnung, es kommt nicht zu einer Ausdehnung des defektreichen Bereiches. Die Versetzungsdichte im Post-Bereich ist unabhängig von der Maskengeometrie und spiegelt die ursprüngliche Versetzungsdichte des Templates wider.

Im nächsten Schritt wurden die erzielten Erkenntnisse von den Teststrukturen mit unterschiedlicher Geometrie auf einen 2 Zoll-Wafer mit festen Maskenabmessungen übertragen. Um die Versetzungsdichte über den ganzen Wafer so gering wie möglich zu halten, ist eine möglichst schmale Fensteröffnung zu wählen. Da für die Strukturierung der Maske jedoch nur optische Kontaktlithographie zur Verfügung stand, wurde eine Öffnung von $3\ \mu\text{m}$ gewählt, eine Strukturgröße, die sich mit diesem Verfahren noch problemlos übertragen lässt. Der Bereich mit reduzierter Versetzungsdichte soll hingegen möglichst breit sein. Daher wurden die Fensterbereiche mit einer Periode von $11\ \mu\text{m}$ angeordnet. Mit diesen Strukturen wurden vollständig koaleszierte Proben hergestellt. Die durchschnittliche Versetzungsdichte des Wing-Bereiches betrug in diesem Fall $1,2 \times 10^7\ \text{cm}^{-2}$ und konnte somit nochmals gesenkt werden. Eine noch größere Periode wäre in Bezug auf die Versetzungsdichte wünschenswert, dann müsste jedoch entweder eine entsprechend höhere Wachstumszeit in Kauf genommen werden oder eine höhere laterale Wachstumsrate durch die Epitaxieparameter eingestellt werden, wodurch sich auch der Wing-Tilt erhöht.

Um den Mechanismus, welcher die Reduktion der Versetzungsdichte bewirkt, direkt sichtbar zu machen, wurden diese Proben mittels Transmissions-Elektronenmikroskopie unter-

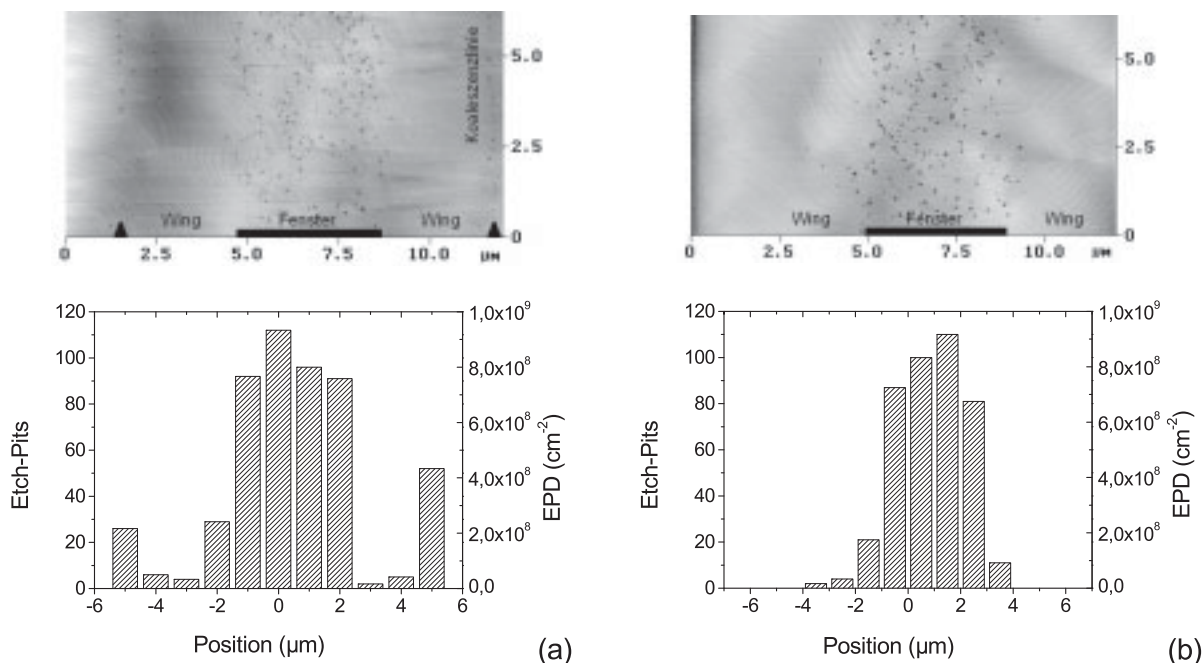


Abbildung 4.3: Vergleich der Versetzungsdichte von ELO-Proben mit einer Fensterbreite von $4\ \mu\text{m}$ und einer Maskenperiode von $10\ \mu\text{m}$ (a) beziehungsweise $14\ \mu\text{m}$ (b). Oben sind AFM-Aufnahmen der angeätzten Probenoberfläche dargestellt, unten die Verteilung quer zur Streifenrichtung.

sucht. Diese Untersuchungen wurden von K. Engl an der Universität Regensburg durchgeführt [81]. Diese Methode kann Versetzungslinien direkt sichtbar machen und ermöglicht dabei auch die Unterscheidung von verschiedenen Versetzungstypen. Abbildung 4.4 zeigt TEM-Dunkelfeldaufnahmen einer ELO-Probe. Die Blickrichtung ist die $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung. Im oberen Bild wurden der Beugungsvektor \vec{g} so gewählt, dass nur Versetzungen mit Schraubenkomponente sichtbar werden ($\vec{b} \cdot [0002] \neq 0$), im unteren Bild hingegen werden im selben Probenbereich Versetzungen mit Stufenkomponente dargestellt ($\vec{b} \cdot [11\bar{2}0] \neq 0$). Versetzungen gemischten Typs sind folglich in beiden Aufnahmen sichtbar. Diese Aufnahmen bestätigen zunächst die Aussage der EPD-Messung. Auch hier sind über der Maske keine Versetzungen zu erkennen. Innerhalb der Fensteröffnung sowie unterhalb der Maske treten sowohl Versetzungen mit Schraubenkomponente als auch Versetzungen mit Stufenkomponente auf. Interessanterweise findet man im Fensterbereich einige Versetzungen, die ausgehend vom Interface zum Saphir nach oben laufen und dann auf Höhe der Maske enden. Die in den Abbildungen sichtbaren Versetzungshalbschleifen zeigen, dass gerade dort Versetzungsreak-



Abbildung 4.4: TEM-Dunkelfeldaufnahmen der Bruchkante einer ELO-Probe. Oben sind Versetzungen mit Schraubenkomponente, unten mit Stufenkomponente sichtbar. Die Aufnahmen wurden von K. Engl an der Universität Regensburg durchgeführt [81].

tionen wie eine gegenseitige Auslöschung auftreten. Ein Grund hierfür können veränderte Verspannungen durch Verunreinigungen sein. Da bei TEM nur ein dünner Film der Probe untersucht wird, ist es ebenso möglich, dass Versetzungen aus diesem Film heraus laufen und somit nur teilweise sichtbar werden. Im Koaleszenzbereich sind an Hand dieser Aufnahmen nur Stufenversetzungen zu erkennen. Durch weitere Aufnahmen konnten dort jedoch auch Schraubenversetzungen nachgewiesen werden.

Die Vergrößerung der TEM-Aufnahme in Abbildung 4.5 zeigt ein weiteres Detail: Oberhalb der Maskenkante sind mehrere dunkle Punkte zu sehen, die linienförmig aneinander gereiht sind. Dabei handelt es sich um Durchstoßpunkte von Stufenversetzungen, welche in der Wachstumsebene parallel zur Maskenkante verlaufen. Diese Versetzungen bilden die Kleinwinkelkorngrenze zwischen dem Post mit ebenem Kristallgitter und dem Wing mit verkipptem Kristallgitter. Der mittlere Abstand dieser Versetzungen beträgt bei dieser Probe etwa 100 nm. Zusammen mit der Gitterkonstante $a = 0,3189$ nm ergibt dies rechnerisch eine Verkipfung des Wings um $0,177^\circ$. Dieses Ergebnis stimmt gut mit den mittels AFM oder Röntgenuntersuchungen ermittelten Werten von vergleichbaren Proben überein (siehe Abschnitt 3.3.5). Einige Publikationen erklären das Auftreten dieser Versetzungen mit dem



Abbildung 4.5: Die dunklen Punkte entsprechen Durchstoßpunkten von Stufenversetzungen, die in der Wachstumsebene parallel zur Maskenkante verlaufen. Diese stellen die Kleinwinkelkorngrenze zwischen Post-Bereich und geneigtem Wing-Bereich dar [81].

Abknicken von ursprünglich vertikal verlaufenden Versetzungen in die Richtung parallel zur Streifenmaske und geben diese Versetzungen als Ursache für den Wing-Tilt an [130]. Dies erscheint jedoch sehr unwahrscheinlich, wenn man die Energie bedenkt, die zum Einbau einer Versetzung in der Wachstumsebene notwendig ist. Das Auftreten dieser Korngrenze ist nicht die Ursache, sondern vielmehr die Folge des Wing-Tilts.

Um Aussagen über die Schichtqualität und die Verspannung der Schichten treffen zu können, wurden Photolumineszenz-Messungen (PL) durchgeführt. Da in den einzelnen Bereichen der Proben unterschiedliche Ergebnisse zu erwarten sind, ist für derartige Proben eine ortsauflösende Messung notwendig. Die Universität Regensburg verfügt über dieses Messverfahren und hat Messungen an diesen Proben durchgeführt [137]. In Abbildung 4.6 sind typische PL-Spektren des Post-, des Wing- und des Übergangsbereichs dargestellt. Die Intensität im Wing-Bereich liegt etwa um den Faktor 2 höher als im Post-Bereich. Ein weiteres Merkmal für die bessere Materialqualität ist die Halbwertsbreite der Energieniveaus. Im Post-Bereich beträgt die Breite des dominierenden Niveaus der Donator-gebundenen Exzitonen (D^0X)

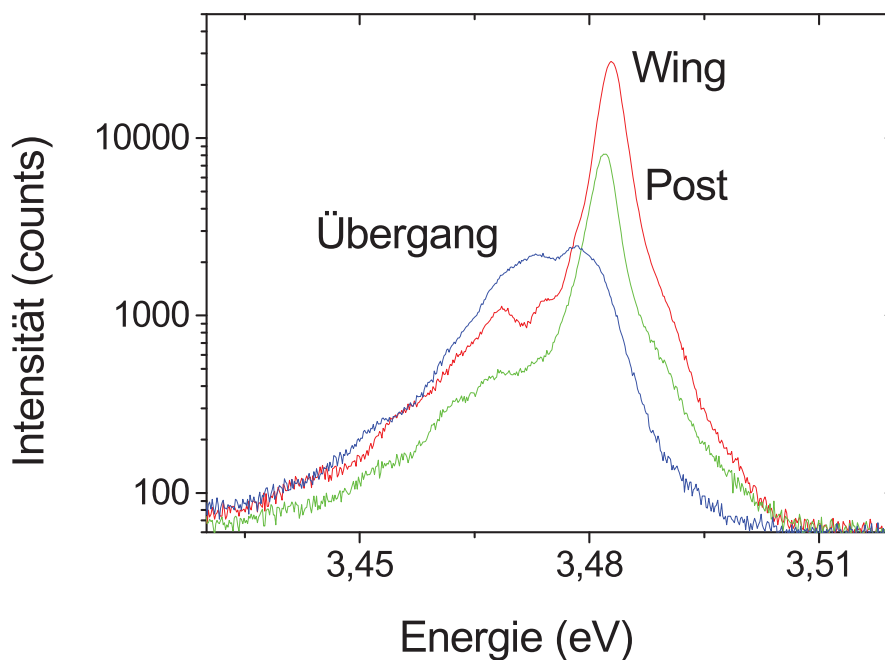


Abbildung 4.6: Typische Photolumineszenz-Spektren des Post-, Wing- und Übergangsbereichs. Die höhere Intensität und die geringere Halbwertsbreite zeigen die verbesserte Kristallqualität im Wing-Bereich. Die Messungen wurden von N. Gmeinwieser an der Universität Regensburg durchgeführt [137].

etwa 3,5 meV, während dieser Peak im Wing-Bereich mit 3,1 meV schmaler ausfällt. Im Übergangsbereich zwischen Post und Wing ergibt sich eine relativ breite Kurve mit geringer Intensität. Des Weiteren ist zu erkennen, dass die Lage des D^0X -Niveaus bei Post und Wing sich leicht unterscheidet. Diese Verschiebung des Energieniveaus ist anhand des Diagramms 4.7 gut zu erkennen. Hier sind einige Spektren benachbarter Probenbereiche nebeneinander dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Lage des D^0X -Peaks im Post-Bereich relativ konstant ist, abgesehen von einer leichten Rotverschiebung am Übergang zum Wing. Innerhalb des Wings kommt es jedoch zum Koaleszenzbereich hin zu einer deutlichen Blauverschiebung bei zunehmender Intensität. Der Koaleszenzbereich selbst ist als einzelne Linie geringer Intensität zu erkennen.

Die Lage des D^0X -Niveaus steht in direktem Zusammenhang mit der Verspannung des Kristalls. In Abbildung 4.8 ist der Verlauf der Position des D^0X -Übergangs zusammen mit der daraus berechneten lokalen Verspannung über mehrere Perioden hinweg aufgetragen. In den Wings ist zum Koaleszenzbereich hin eine starke Verschiebung zu höheren Energien zu sehen. Dies bedeutet, dass diese Bereiche zunehmend kompressiv verspannt sind. Im Gegensatz hier-

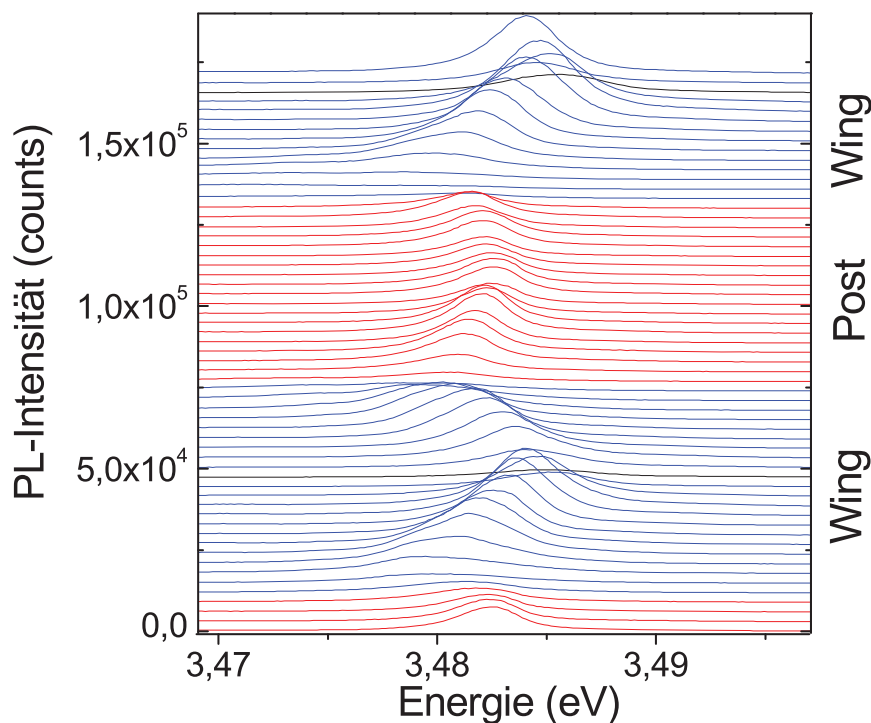


Abbildung 4.7: Die PL-Spektren des Post-Bereichs sind weitgehend konstant, während sich im Wing-Bereich eine Verschiebung zu höheren Energien und eine Zunahme der Intensität zeigt. Der Koaleszenzbereich ist als einzelne Linie geringer Intensität zu erkennen [137].

zu fällt im Übergangsbereich zwischen Wing und Post, also im Bereich der Maskenkante, eine Verschiebung zu niedrigeren Energien hin auf, entsprechend einem Rückgang der kompressiven Verspannung. Die Erklärung dieser Beobachtungen liegt wiederum bei der Verkipfung des Kristallgitters im Wing-Bereich. An der Koaleszenzlinie selbst sind die Kristallgitter der beiden hier aufeinander treffenden Wings zueinander geneigt. Durch diese Neigung ist nach der Koaleszenz mit dem vertikalen Wachstum für jede Monolage etwas weniger Raum vorhanden, es kommt zu einer kompressiven Verspannung, welche auf die Wings übertragen wird und schließlich zur Entstehung von Versetzungen parallel zur Maskenkante führt. Dementsprechend wird das Gitter am Übergang zwischen Post und Wing mit zunehmendem Wachstum gedehnt, es kommt zu einer tensilen Verspannung oder zumindest zum Rückgang der kompressiven Verspannung, bis auch hier die kritische Spannung erreicht ist und eine neue Versetzung entsteht (Abbildung 4.5).

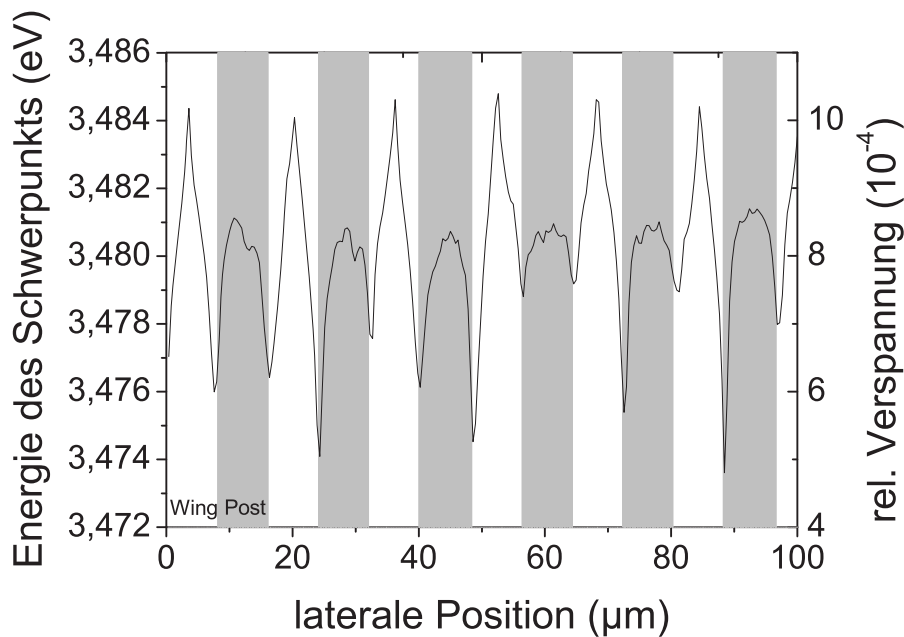


Abbildung 4.8: Die energetische Lage der D^0X -Emission und die entsprechende Verspannung des Kristalls variieren periodisch mit der lateralen Position. Im Koaleszenzbereich ist die Schicht stark kompressiv verspannt, am Übergang zwischen Post und Wing hingegen nur wenig [137].

4.2 FACELO

Auch wenn mit dem ELO-Verfahren bereits eine deutliche Reduktion der Versetzungsdichte in den Wing-Bereichen möglich ist, so stört doch die hohe Versetzungsdichte im Post-Bereich. Durch eine Verkleinerung der Maskenöffnung lässt sich der Bereich allenfalls verkleinern, aber nie völlig vermeiden. Eine Weiterentwicklung des strukturierten Wachstums, welche diesem Problem abhilft, stellt das Facetten-kontrollierte epitaktische laterale Überwachsen (Facet Controlled Epitaxial Lateral Overgrowth, FACELO) dar [113–115]. Ausgangspunkt ist wiederum ein strukturiertes Template mit SiO_2 -Streifen in $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung, wie es auch für die ELO-Experimente eingesetzt wurde. Für das FACELO-Verfahren benötigt man anschließend jedoch zwei Wachstumsschritte. In Abbildung 4.9 ist dies schematisch dargestellt. Der erste Schritt erzeugt eine Struktur mit dreieckigem Querschnitt, begrenzt durch $\{11\bar{2}2\}$ -Ebenen. Hierzu bietet sich entsprechend den in Kapitel 3 dargestellten Experimenten eine niedrige Wachstumstemperatur und ein leicht erhöhter Reaktordruck an. Nachdem diese dreieckige Struktur vollständig bis zur Spitze hin ausgebildet ist, geht man zum zweiten Schritt über. Nun wird die laterale Wachstumsrate stark erhöht, so dass die Flanken der Struktur sich lateral über die Maske schieben. Dies geschieht durch eine Erhöhung der Temperatur und eine Absenkung des Druckes und kann durch weitere Maßnahmen wie die Zugabe von Stickstoff, die Reduzierung des Druckes oder die Reduzierung des TMGa-Flusses unterstützt werden. Je nach verwendetem Parametersatz bleiben bei diesem Schritt die geneigten $\{11\bar{2}2\}$ -Ebenen erhalten oder es bilden sich die senkrecht stehenden $\{11\bar{2}0\}$ -Ebenen aus, wodurch ein rechteckiger Querschnitt entsteht. Durch dieses verstärkte laterale Wachstum wird die Ausbreitungsrichtung der Versetzungslinien beeinflusst. Die Versetzungen folgen der Wachstumsrichtung des Kristalls und werden daher an der Oberfläche des Dreiecks zur Seite hin abgelenkt.

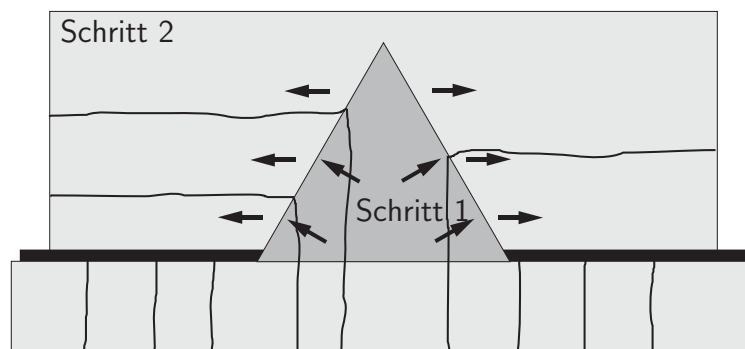


Abbildung 4.9: FACELO-Verfahren: Im 1. Schritt wird eine Struktur mit dreieckigem Querschnitt hergestellt, im 2. Schritt wird das laterale Wachstum verstärkt. Dabei werden die Versetzungen zur Seite weg geleitet.

Die Oberfläche des wachsenden Kristalls bleibt folglich frei von Versetzungen [109].

Die einzigen Bereiche, in welchen Defekte an der Oberfläche zu erwarten sind, stellen die Koaleszenzlinien dar. Zunächst ist der Koaleszenzbereich als Korngrenze zwischen zwei benachbarten Wings zu sehen. Dann können Versetzungen nicht einfach innerhalb des Kristalls enden. Die lateral geleiteten Versetzungen wachsen mit der seitlichen Kristallfacette bis in den Koaleszenzbereich. Demzufolge treffen dort viele Versetzungen aufeinander und es besteht eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, dass mehrere Versetzungen zu einer zusammenlaufen oder sich gegenseitig aufheben. Die restlichen Versetzungen treten an der Oberfläche hervor. Unter diesen Gesichtspunkten kommt den Voids eine erweiterte Bedeutung zu. Wenn nämlich im Koaleszenzbereich Voids vorhanden sind, so stellen diese eine Kristalloberfläche zur Verfügung, an welcher die Versetzungen enden können. Somit kann durch Voids die Versetzungsdichte im Koaleszenzbereich reduziert werden.

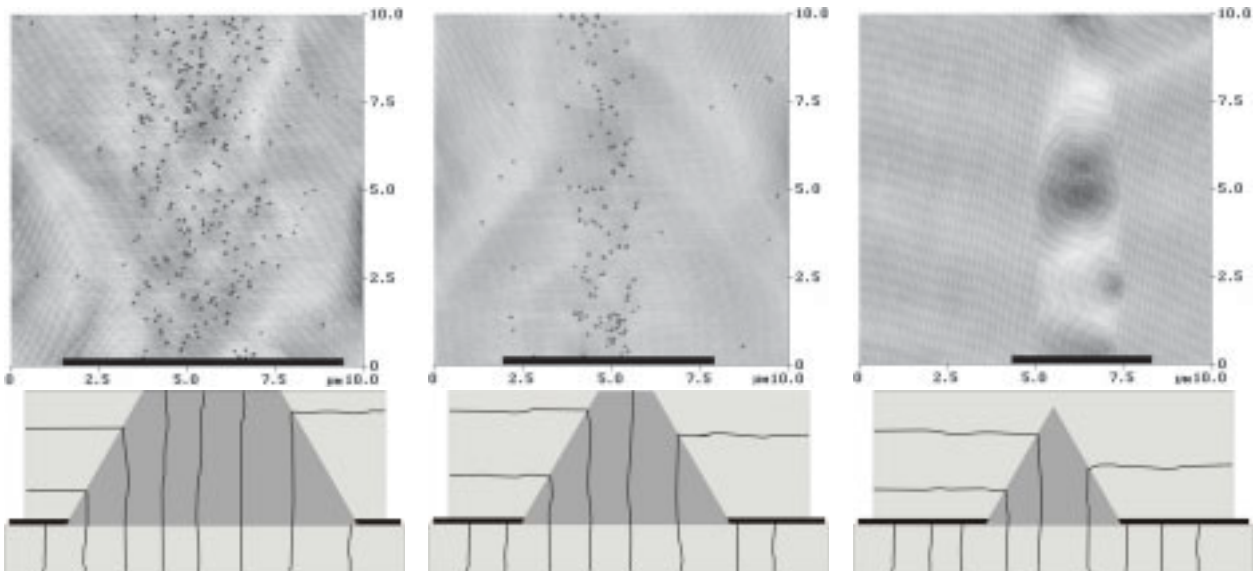


Abbildung 4.10: Reduktion der Versetzungen an der Probenoberfläche bei einer FACELO-Probe mit 8 µm, 6 µm und 4 µm Fensteröffnung (markiert durch Balken). Die Breite des Bereichs mit höherer Defektdichte ist gegenüber der Fensteröffnung reduziert, wie schematisch dargestellt ist. Die Versetzungsdichte bei 4 µm Fensteröffnung liegt im Bereich 10^6 cm^{-2} .

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die ersten Experimente zum FACELO-Wachstum wiederum mit einer Maske durchgeführt, welche verschiedene Streifengeometrien zur Verfügung stellt. Zur Realisierung des dreieckigen Querschnitts wurde für 90 Minuten bei einer Temperatur von 1020 °C und einem Druck von 200 mbar gewachsen. Dann wurde das laterale Wachstum bei 1130 °C und 120 mbar für ebenfalls 90 Minuten durchgeführt. In Abbildung 4.10 sind die angeätzten Probenbereiche mit Fensteröffnungen von 8 µm, 6 µm und 4 µm

dargestellt. Über den $8\ \mu\text{m}$ und $6\ \mu\text{m}$ großen Fenstern findet man einen Streifen mit einer Versetzungsdichte, die der des Templates entspricht. Die Breite dieses Bereiches mit erhöhter Versetzungsdichte beträgt jedoch nur $4\ \mu\text{m}$ beziehungsweise $2\ \mu\text{m}$, also jeweils $4\ \mu\text{m}$ weniger als die eigentliche Fensteröffnung. An diesen Stellen war die dreieckige Querschnittsfläche noch nicht vollständig ausgebildet, als der zweite Schritt begonnen wurde. Der Streifen mit erhöhter Versetzungsdichte spiegelt die Breite der Deckfläche des unvollendeten Dreiecks wider. Über der $4\ \mu\text{m}$ weiten Fensteröffnung hingegen sind kaum Versetzungen zu entdecken. Die Versetzungsdichte über Post und Wing liegt hier im Bereich $10^6\ \text{cm}^{-2}$. Die Anzahl der Versetzungen ist damit so gering, dass im betrachteten Probenbereich nur ein oder zwei Versetzungen erfasst werden. Daher ist eine exakte Angabe der Versetzungsdichte aus statistischen Gründen problematisch.

Um darüber hinaus Erkenntnisse über den Verlauf der Versetzungen innerhalb der Schicht zu bekommen, wurden auch von diesen Proben TEM-Aufnahmen angefertigt [81]. Anhand Abbildung 4.11 ist gut zu sehen, wie die Versetzungen zunächst senkrecht ausgehend von der Maskenöffnung nach oben laufen. Nach Ausbildung des dreieckigen Querschnitts, welcher in dieser Aufnahme hell markiert ist, knicken die Versetzungen ab und ziehen sich horizontal durch den Wing, bevor sie an der senkrechten Oberfläche des Voids enden.

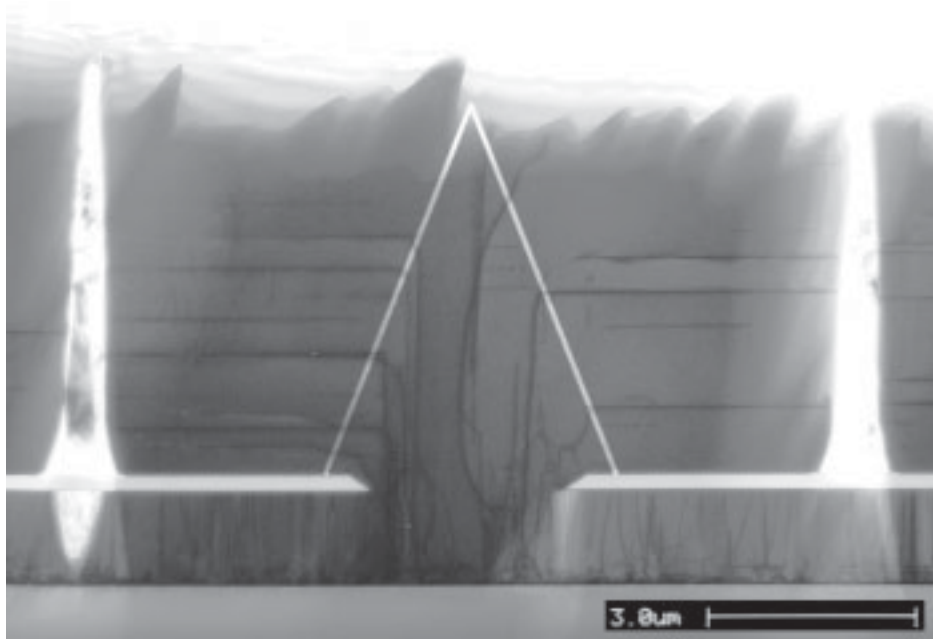
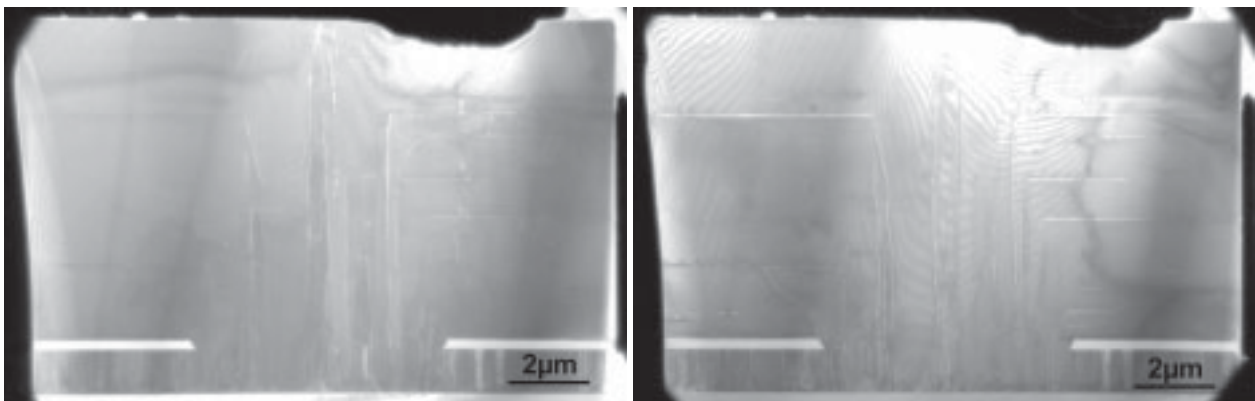


Abbildung 4.11: Kantenansicht einer FACLO-Probe mit Transmissions-Elektronenmikroskopie. Die abschließende Struktur des ersten Wachstumsschritts ist hell hervorgehoben. Die Aufnahme wurde von K. Engl an der Universität Regensburg angefertigt [81].

Eine Unterscheidung der verschiedenen Versetzungstypen ist durch Vergleich der Dunkelfeld-TEM-Aufnahmen in Abbildung 4.12 möglich. Die Blickrichtung ist wiederum entlang der $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung. In Abbildung 4.12a erzeugen nur Versetzungen mit Stufenkomponente einen Kontrast, in Abbildung 4.12b nur Versetzungen mit Schraubenkomponente. Die Versetzungen, welche horizontal über der Maske verlaufen, sind auf beiden Aufnahmen sichtbar. Daher handelt es sich hierbei um Versetzungen des gemischten Typs. Vereinzelt sind reine Stufenversetzungen zwar vertikal ausgehend von der Maskenöffnung zu sehen, nicht jedoch horizontal im Wing-Bereich. Möglicherweise verlaufen diese Versetzungen nach dem Abknicken nicht parallel zur Wachstumsrichtung ($\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Richtung), sondern schräg dazu, beispielsweise entlang einer $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung. Bedingt durch die geringe Tiefe der TEM-Proben sind in dieser Richtung verlaufende Versetzungen auf den vorliegenden Aufnahmen kaum sichtbar.

Die Ausbreitungsrichtung von Versetzungen wird zwar zunächst von der lokalen Wachstumsrichtung vorgegeben, jedoch wird stets die energetisch günstigste Ausbreitungsrichtung gewählt. Die Ausbreitungsrichtung ist dabei nicht strikt an bestimmte Kristallrichtungen gebunden, wie Abbildung 2.16b deutlich gezeigt hat [58, 60]. Der Burgersvektor \vec{b} einer Versetzung bleibt stets erhalten [138] und ändert sich auch beim Abknicken der Versetzung nicht. Da sich jedoch die Ausbreitungsrichtung ändert, kann eine Versetzung beim Abknicken den Typ ändern [75, 139]. Die in Aufnahme 4.12 sichtbaren Versetzungen des gemischten Typs bleiben auch nach dem Abknicken gemischte Versetzungen. Die vertikalen Stufenversetzungen knicken offenbar in eine $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung ab und werden damit zu gemischten



(a)

(b)

Abbildung 4.12: Dunkelfeld-TEM-Aufnahmen einer FACELO-Struktur. Links sind Versetzungen mit Stufenkomponente sichtbar, rechts Versetzungen mit Schraubenkomponente. Aufgenommen von K. Engl, Universität Regensburg [81].

Versetzungen. Stufenversetzungen, die nach dem Abknicken ihre Ausbreitungsrichtung parallel zum Burgersvektor haben und somit zu horizontal verlaufenden Schraubenversetzungen werden, konnten nicht beobachtet werden.

In Abbildung 4.13 sind Kathodolumineszenz-Aufnahmen der Bruchkante einer FACELO-Struktur dargestellt [140]. Die Darstellung der Intensität der Kathodolumineszenz (Abbildung 4.13a) zeigt die Position des vertikal gewachsenen Dreiecks. In den Wings sind andeutungsweise lateral verlaufende dunkle Streifen zu sehen, die dem horizontalen Verlauf der Versetzungen entsprechen. Auch die erhöhte Defektdichte im Koaleszenzbereich zeigt sich in der geringen KL-Intensität. Die spektrale Verteilung der Emission (Abbildung 4.13b) weist sowohl im vertikalen Bereich als auch im Koaleszenzbereich stärkere Fluktuationen auf, die von einer deutlichen Verbreiterung des Spektrums in diesen Bereichen herrühren. Die verbesserte Kristallqualität in den lateral gewachsenen Bereichen zeigt sich sowohl in der erhöhten Intensität als auch in der Emission mit vergleichbar schmalen Spektrum. Die leichte Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen an der Oberfläche der Schicht entsteht durch die zunehmend kompressive Verspannung.

Der Verlauf der Verspannung dieser Proben wurde an der Universität Regensburg durch Mikro-Raman-Messungen ermittelt [142]. In Abbildung 4.14 ist die Verspannung in Abhängigkeit der Position quer zu den Streifen dargestellt. Bei dieser Messmethode ist zu berücksichtigen, dass die Energie des verwendeten Lichts kleiner als der Bandabstand von

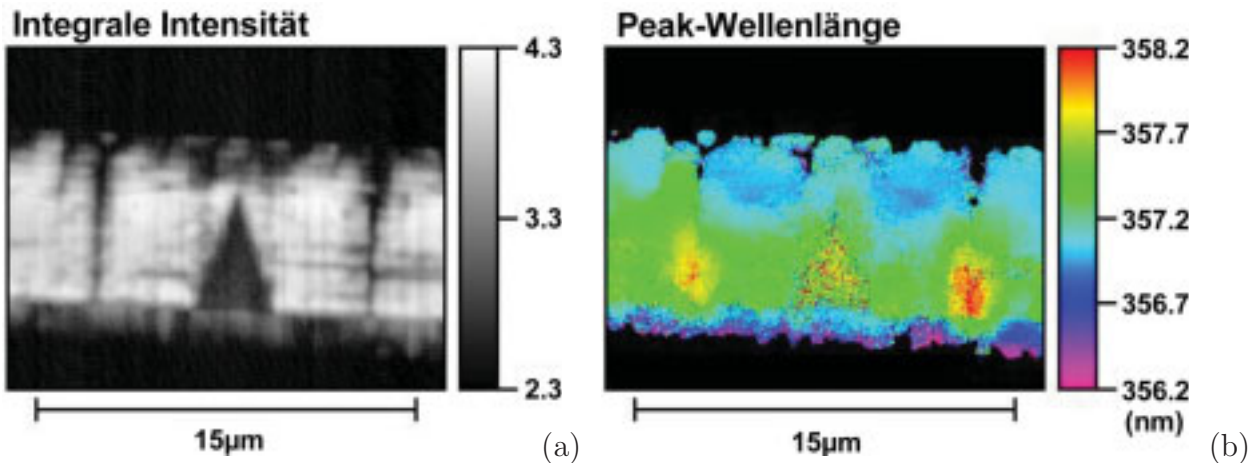


Abbildung 4.13: Kathodolumineszenz-Aufnahmen der Bruchkante einer FACELO-Probe. Die verbesserte Kristallqualität der Wings zeigt sich sowohl in der gesteigerten Intensität (a) als auch im schmäleren Spektrum gegenüber den Fluktuationen der Peak-Wellenlänge in den anderen Bereichen (b). Aufgenommen von T. Riemann, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg [140]

GaN ist und somit das Licht kaum absorbiert wird. Daher stellt die Messung eine Integration über die Schichtdicke dar. In den vertikal gewachsenen Bereichen ist die kompressive Verspannung weniger stark, da hier während des ersten Wachstumsschritts noch keinerlei Wechselwirkungen mit der Maske auftreten können. Die lateral gewachsenen Bereiche hingegen sind, wie bereits bei den ELO-Proben beschrieben, durch die Wechselwirkung mit der Maske stärker verspannt. Die leichten Einbrüche an der Kante der Maske lassen sich ebenfalls durch den Wing-Tilt erklären. Im Gegensatz zur untersuchten ELO-Probe findet man hier am Koaleszenzbereich ein Minimum der Verspannung. Ursache hierfür ist einerseits der deutlich geringere Wing-Tilt dieser Proben (siehe Abbildung 4.16b). Andererseits ist die Koaleszenz der Streifen in diesem Fall unter anderen Randbedingungen abgelaufen. Bei FACELO-Proben ist zu diesem Zeitpunkt eine deutlich höhere Schichtdicke vorhanden. Zu Beginn der Koaleszenz lagen geneigte $\{11\bar{2}2\}$ -Facetten vor, wodurch die Schicht langsam von unten nach oben geschlossen wurde und nicht durch das Aufeinandertreffen zweier senkrechter $\{11\bar{2}0\}$ -Facetten. Diese Vermutung konnte mit Hilfe von Markerschichten bestätigt werden.

Die nächste Stufe der Entwicklung bestand darin, die Koaleszenz zu beschleunigen, um die Wachstumszeit und gleichzeitig die Gesamtdicke der Schicht zu verringern. Hierzu wurde mit

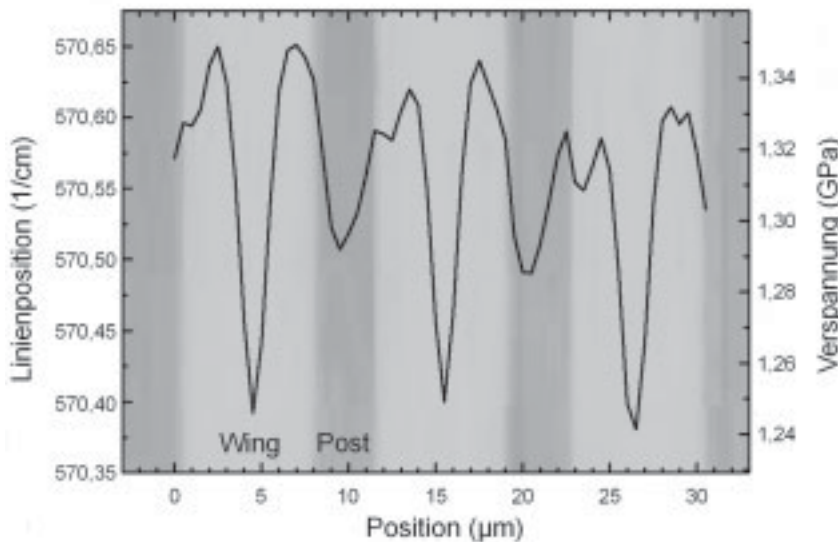


Abbildung 4.14: Verspannungsprofil einer FACELO-Probe senkrecht zu den Streifen der Maske ermittelt durch Mikro-Raman-Messungen. Die Messungen wurden von K. Wagenhuber an der Universität Regensburg durchgeführt [141].

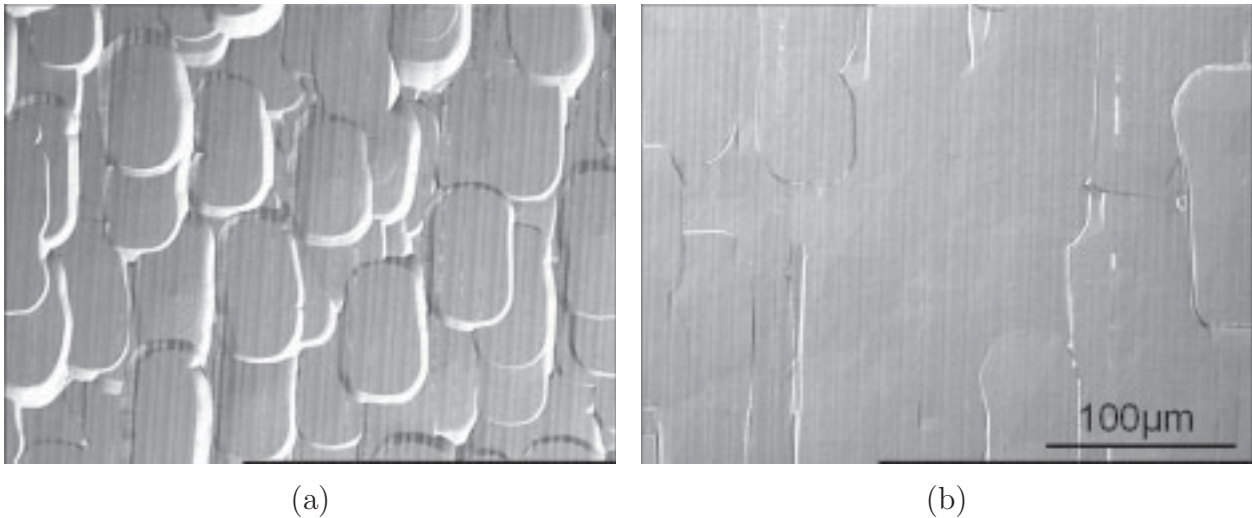


Abbildung 4.15: Oberfläche der FACELO-Proben bei starkem (a) bzw. moderatem (b) lateralem Wachstum

verschiedenen Parametern die laterale Wachstumsrate während der zweiten Wachstumsphase erhöht. Allerdings zeigten diese Proben eine deutlich schlechtere Oberflächenmorphologie. Mit zunehmender lateraler Wachstumsrate tritt an der Oberfläche ein immer deutlicher ausgeprägtes Schuppenmuster auf (Abbildung 4.15).

Eine mögliche Ursache hierfür ist der Wing-Tilt. Röntgen-Messungen dieser Schichten zeigen, dass wie auch bei den grundlegenden Untersuchungen (vergleiche Abschnitt 3.3.5) eine Steigerung der lateralen Wachstumsrate mit einem verstärkten Wing-Tilt einhergeht. Die bei

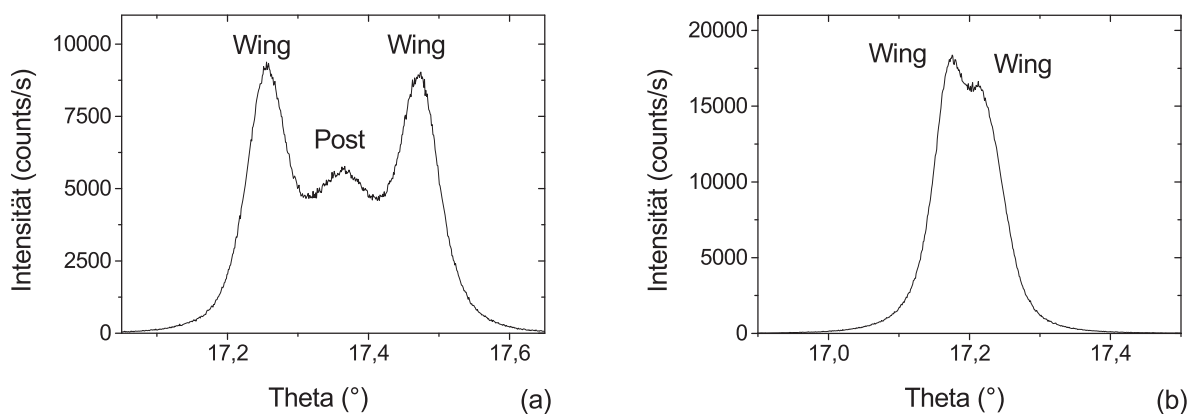


Abbildung 4.16: Auch bei FACELO-Proben führt erhöhtes laterales Wachstum zu einem größeren Wing-Tilt (a) als bei moderatem lateralem Wachstum (b).

erhöhter Temperatur gewachsene Probe hat einen Wing-Tilt von $0,11^\circ$ (Abbildung 4.16a), während die Vergleichsprobe nur einen Wing-Tilt von $0,026^\circ$ zeigt (Abbildung 4.16b). Bei stärkerem Wing-Tilt ist auch mit einer stärkeren Schwankung des Kippwinkels zu rechnen. Dadurch kann zwischen zwei benachbarten Streifen eine Höhendifferenz entstehen. Bei der Koaleszenz schiebt sich dann der höhere Streifen über den niedrigeren hinweg und es entsteht eine Stufe. Da die Wachstumsbedingungen weiterhin das laterale Wachstum stark fördern, wird diese Stufe nicht eingeebnet, sondern schiebt sich weiter über die Oberfläche. Der Zusammenhang zwischen dem Wing-Tilt und der Entstehung von Schuppenmustern an der Oberfläche wurde auch von anderen Gruppen beobachtet [143].

Um den Ablauf des Wachstums weiter zu optimieren, ist es notwendig, einerseits den Wing-Tilt niedrig zu halten und dementsprechend auf zu hohe laterale Wachstumsraten zu verzichten und andererseits die Wachstumsparameter nach der Koaleszenz zu ändern, um eine bessere Oberflächenmorphologie zu erzielen.

Insgesamt wurde ein Wachstumsprozess mit vier Schritten gewählt: Der erste Schritt entspricht den üblichen GaN-Wachstumsparametern und dient dazu, Defekte beim Anwachsen zu vermeiden. Im zweiten Schritt wird nun die Wachstumstemperatur gesenkt und der Druck leicht erhöht, um einen dreieckigen Querschnitt zu erzeugen. Während des dritten Schritts wird durch Erhöhung der Temperatur und Absenkung des Druckes dann das laterale Wachs-

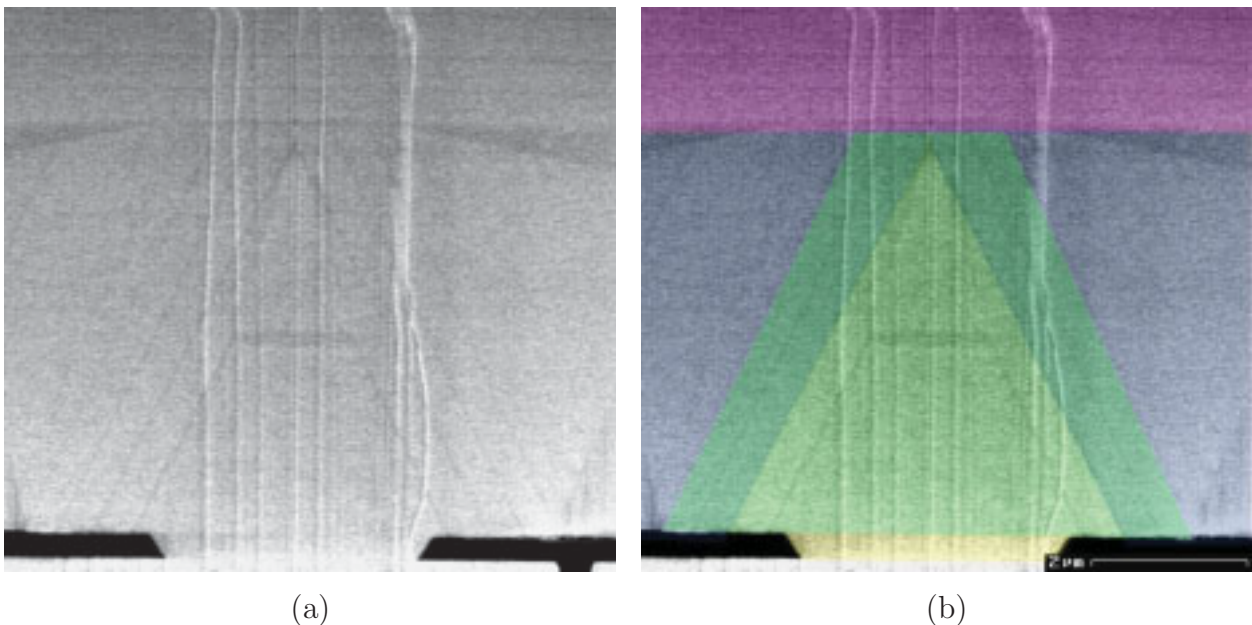


Abbildung 4.17: FACELO-Wachstum mit 4 Prozessschritten. Die einzelnen Schritte Anwachsen, Dreiecksstruktur, verstärktes laterales Wachstum sowie Planarisierung sind im rechten Bild farblich gekennzeichnet.

tum verstärkt. Der dreieckige Querschnitt wird zu einem rechteckigen ausgedehnt und die Schicht koalesziert. Um anschließend eine ebene Oberfläche mit guter Morphologie zu erhalten, wurden im vierten Schritt die Standard-Wachstumsparameter für die Abscheidung von GaN gewählt.

Die zeitliche Abfolge der einzelnen Prozessschritte muss exakt auf den Fortschritt der Kristallfacetten während des Wachstums abgestimmt werden. Aus diesem Grund wurden Markerschichten aus Silizium-dotiertem GaN eingesetzt (Abschnitt 3.2.3), welche den zeitlichen Ablauf sichtbar machen und gegebenenfalls eine gezielte Korrektur des zeitlichen Ablaufs ermöglichen. In Abbildung 4.17 ist eine REM-Aufnahme einer entsprechenden FACELO-Probe mit 4 Wachstumsschritten dargestellt. Die Markerschichten sind als dünne dunkle Linien zu erkennen. Ein interessantes Detail ist während des zweiten Prozessschritts zu sehen: Die Spitze des Dreiecks ist bereits ab der zweiten Markerschicht vollständig ausgeprägt. Die Wachstumsparameter wurden bis zur Abscheidung von zwei weiteren Markerschichten konstant gehalten. Aus den Vorversuchen ist bekannt, dass dabei auch die dreieckige Form erhalten bleibt. Die nächsten beiden Markerschichten zeigen jedoch eine Trapezform. Die Erklärung hierfür liegt im nächsten Wachstumsschritt. Der Wechsel der Epitaxieparameter zeigt sich in den Markerschichten auch an der Entstehung der $\{11\bar{2}0\}$ -Facetten. Bei diesem Schritt wird offensichtlich ein Teil des gewachsenen Dreiecks wieder abgetragen, entweder durch Desorption oder durch Diffusion des Materials. Aus diesem Grund muss während des vorhergehenden Wachstumsschrittes mehr Material abgeschieden werden, so dass trotz des Materialabtrags keinesfalls der Bereich erreicht wird, welcher ursprünglich durch Wachstum

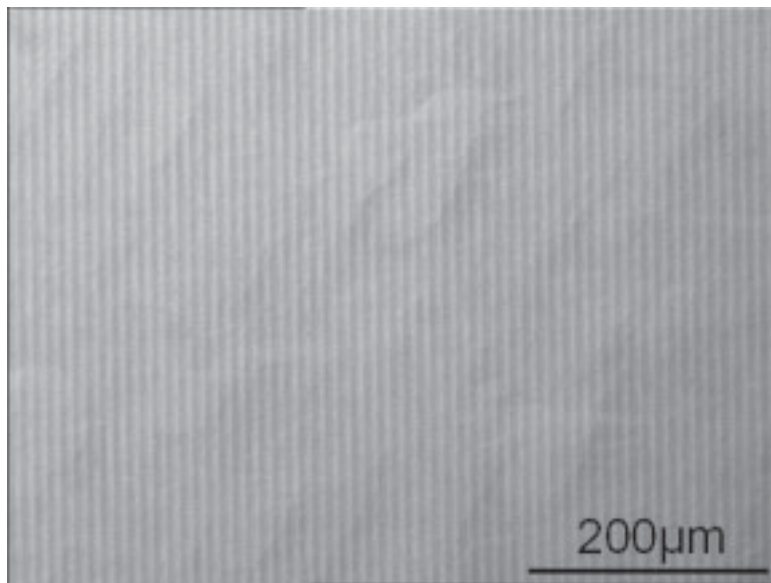


Abbildung 4.18: Optimierte Oberflächenmorphologie einer Multi-Step-FACELO-Probe.

in [0001]-Richtung entstand. Nur so ist gewährleistet, dass an dieser Stelle keine Versetzungen vertikal nach oben laufen. Die noch vorhandene Spitze des Dreiecks der zweiten Markerschicht bestätigt, dass diese Vorgabe bei der hier vorliegenden Probe erreicht wurde. Die Markerschichten zeigen ebenso, dass der letzte Wachstumsschritt genau zum Ende der Koaleszenz eingeleitet wurde. Die Markerschicht an der Grenzfläche weist noch eine leichte Verbreiterung nach außen hin auf, was dem Abschluss der Koaleszenz beziehungsweise der Planarisierung entspricht. Der ebene Verlauf der Markerschichten darüber deutet darauf hin, dass man die Deckschicht gegebenenfalls dünner ausführen könnte.

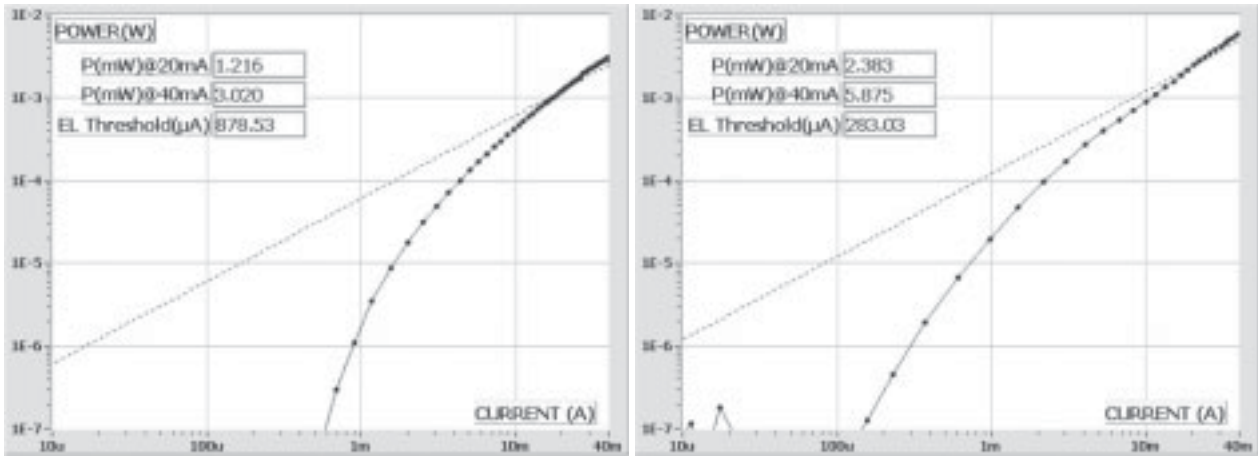
In Abbildung 4.18 ist die Morphologie einer derartigen Multi-Step-FACELO-Schicht dargestellt. Es ist kein Schuppenmuster mehr erkennbar. Die Oberfläche ist vergleichbar mit unstrukturiert gewachsenen MOVPE-Proben.

4.3 Auswirkungen auf Bauelemente

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Eigenschaften der gewachsenen ELO- und FACELO-Proben detailliert untersucht und deren Qualität systematisch optimiert. Die Ergebnisse bestätigen, dass diese Proben eine äußerst geringe Defektdichte haben. Letztendlich ist jedoch von Bedeutung, ob und in welchem Umfang sich mit Hilfe dieser Quasisubstrate die Eigenschaften von Bauelementen verbessern lassen. Um dies zu untersuchen, wurden die im Rahmen dieser Arbeit entstandenen FACELO-Proben am Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik mit anderen Substraten verglichen [144]. Dazu wurde dieselbe Laserstruktur auf verschiedene Substrate beziehungsweise Quasisubstrate aufgewachsen. In Abbildung 4.19 sind die Kennlinien der Proben beim Elektrolumineszenz-Test im Betrieb als LED aufgetragen. In Diagramm 4.20 ist die optischen Ausgangsleistung der Proben gegenübergestellt. Im Vergleich zur Referenzprobe auf Saphirsubstrat ergibt sich durch das FACELO-Quasisubstrat eine Steigerung um etwa 85 %. Auch im Vergleich zu kommerziell erhältlichen Quasisubstraten mit reduzierter Versetzungsdichte („ULD-Substrat“) liegt die optische Leistung der Bauelemente auf FACELO-Strukturen um etwa 20 % höher.

Ein aussagekräftiger Vergleich von Laserdioden war leider nicht möglich, da hierzu die Wellenleiter der Bauelemente exakt auf die Streifenmaske der FACELO-Probe abgestimmt werden müssen. Dies stellt keine prinzipielle Schwierigkeit dar, ließ sich allerdings für diesen Vergleichstest nicht realisieren.

Diese Ergebnisse lassen jedoch auf eine noch drastischere Verbesserung von empfindlicheren Bauelementen schließen. Bei Laserdioden beispielsweise ist neben einer gesteigerten optischen Ausgangsleistung auch eine wesentliche Verbesserung der Lebensdauer zu erwarten [72, 73].



(a)

(b)

Abbildung 4.19: Optische Ausgangsleistungen beim Elektrolumineszenz-Test vergleichbarer Laserstrukturen, welche auf Saphirsubstrat (a) beziehungsweise auf ein FACELO-Quasisubstrat (b) abgeschlossen wurden [144].

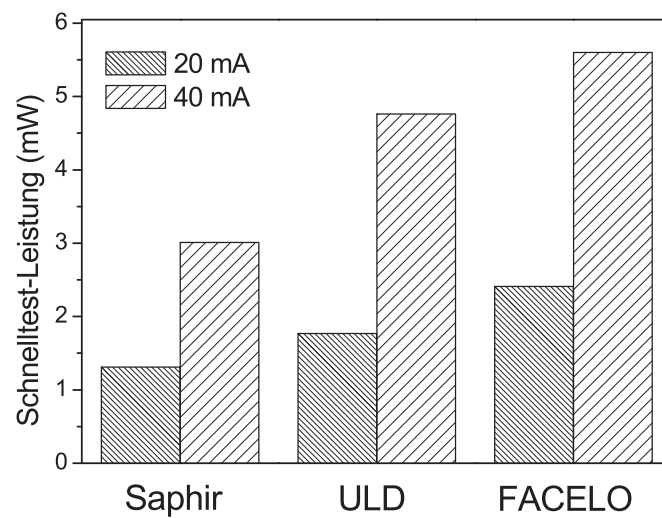


Abbildung 4.20: Optische Ausgangsleistungen beim Elektrolumineszenz-Test vergleichbarer Laserstrukturen auf verschiedenen Substraten.

Kapitel 5

Wachstum dicker Schichten

Eine Alternative zur Verwendung dünner Quasisubstrate ist die Abscheidung von dicken Galliumnitrid-Schichten. Alleine durch die Steigerung der Schichtdicke wird die Versetzungsdichte reduziert, wie in Abschnitt 2.6.2 erläutert wurde. Schichten mit einer Dicke im Bereich 10 bis 200 μm werden auf dem ursprünglichen Fremdsubstrat belassen und können als Quasisubstrate für Bauelemente verwendet werden. Bei einer weiteren Erhöhung der Dicke ist die Galliumnitrid-Schicht stabil genug, so dass man sie vom Fremdsubstrat ablösen kann. Auf diesem Wege ist die Herstellung von freistehenden GaN-Wafern möglich.

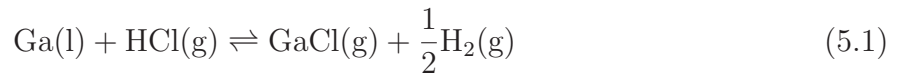
Da die Wachstumsrate der gängigen Epitaxieverfahren wie MOVPE oder MBE für derartige Schichtdicken zu gering ist, wird auf das Verfahren der Hydrid-Gasphasenepitaxie zurückgegriffen, welches im Folgenden beschrieben wird.

5.1 Hydrid-Gasphasenepitaxie

Die Hydrid-Gasphasenepitaxie (Hydride Vapor Phase Epitaxy, HVPE) ist das erste Verfahren, mit welchem das epitaktische Wachstum von Galliumnitrid gezeigt wurde (Maruska und Tietjen, 1969 [145]). Auf Grund seiner hohen Wachstumsraten von über 100 μm pro Stunde ist dieses Epitaxieverfahren zur Abscheidung von Galliumnitrid mit hoher Schichtdicke prädestiniert.

Die Gruppe-III-Komponente wird in Form einer Chlorid-Verbindung zum Substrat geleitet. Metallchloride verfügen bei Raumtemperatur über einen relativ geringen Dampfdruck und kondensieren daher an unbeheizten Oberflächen. Da sich die benötigten Metallchloride durch eine Reaktion des Metalls mit Chlorwasserstoff (HCl) herstellen lassen, werden diese direkt im Reaktor erzeugt. Alternativ zu Chlorid-Verbindungen ist auch die Verwendung von Bromid- oder Iodid-Verbindungen denkbar, allerdings liegt die Zersetzungstemperatur dieser Moleküle deutlich niedriger als die der Chloride [146] und die notwendigen Ausgangsmaterialien sind schlechter verfügbar als HCl.

Als Quellmaterial wird metallisches Gallium verwendet, über welches im Reaktor HCl geleitet wird. Bei einer Temperatur von 800 bis 900 $^{\circ}\text{C}$ kommt es durch folgende Reaktion zur Bildung von Galliumchlorid:



Die Entstehung von Galliumtrichlorid entsprechend

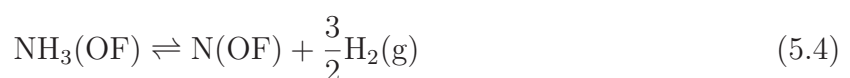


ist auch möglich, aber in diesem Temperaturbereich vernachlässigbar gering [147].

Als Stickstoff-Quelle kommt wiederum Ammoniak zum Einsatz. Zur Beschreibung der einzelnen Vorgänge beim HVPE-Wachstum kann folgendes Modell von Cadoret et al. herangezogen werden [148, 149]. Zunächst adsorbiert Ammoniak an der Kristalloberfläche (OF):



Die adsorbierten Ammoniakmoleküle werden in Stickstoff und Wasserstoff aufgespalten, wobei Wasserstoff in Form von H_2 desorbiert:



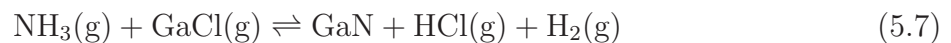
An die Stickstoffatome der Kristalloberfläche lagern sich nun Galliumchlorid-Moleküle an:



Um das Chlor nun von der Kristalloberfläche zu entfernen, existieren zwei mögliche Reaktionswege, der H_2 - und der GaCl_3 -Mechanismus. Sofern genügend Wasserstoff im Reaktor vorhanden ist, entweder direkt als Trägergas oder durch verstärkte Zerlegung von Ammoniak bei höheren Temperaturen, dominiert der H_2 -Mechanismus. Das Chlor an der Kristalloberfläche reagiert mit Wasserstoff zu Chlorwasserstoff und löst sich dann von der Oberfläche (Abbildung 5.1a).



In diesem Fall lassen sich die Reaktionsgleichungen zusammenfassen zu:



Ein alternativer Mechanismus stellt die Reaktion von zwei Chloratomen mit Galliumchlorid zu Galliumtrichlorid und anschließender Desorption dar (Abbildung 5.1b):



Insgesamt erhält man bei diesem Mechanismus folgende Reaktionsgleichung:

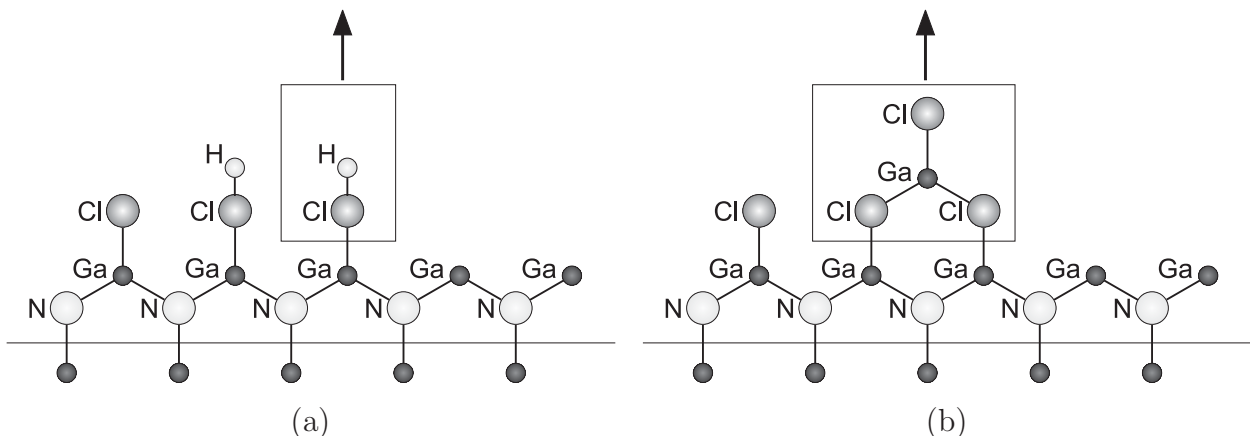


Abbildung 5.1: Unterschiedliche HVPE Wachstumsmechanismen: Das Chlor kann von der Oberfläche durch eine Reaktion zu HCl (a) oder zu GaCl_3 (b) entfernt werden [148].

Der Ablauf dieser beiden konkurrierenden Wachstumsmechanismen ist temperaturabhängig. Das HVPE-Wachstum erfolgt nahe dem thermodynamischen Gleichgewicht. Der berechnete Verlauf der Gleichgewichtskonstanten des H_2 -Mechanismus (Reaktion 5.7) und des $GaCl_3$ -Mechanismus (Reaktion 5.9), die letztendlich für die Wachstumsrate verantwortlich sind, ist in Abbildung 5.2 dargestellt [149].

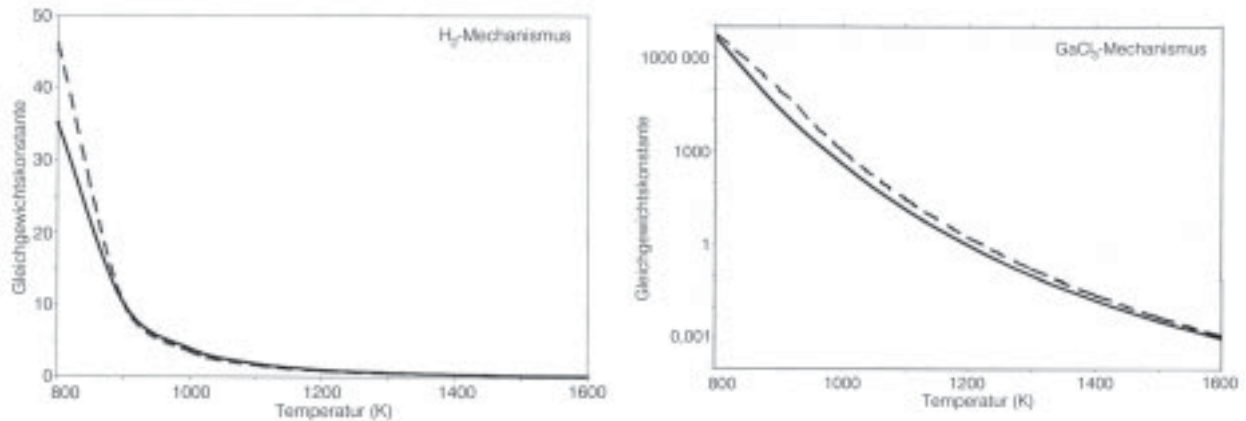


Abbildung 5.2: Temperaturabhängigkeit der Gleichgewichtskonstanten des H_2 - und des $GaCl_3$ -Mechanismus [149]. Bei niedrigen Temperaturen dominiert der $GaCl_3$ -Mechanismus, bei hohen Temperaturen der H_2 -Mechanismus. Die gestrichelten beziehungsweise durchgezogenen Linien zeigen die gute Übereinstimmung zweier unterschiedlicher Ansätze zur Berechnung.

Diese theoretischen Betrachtungen bieten einen guten Einblick in die physikalischen Vorgänge beim Wachstum. In der Praxis jedoch sind noch weitere Einflüsse zu beachten. Der Aufbau des Reaktors, das Strömungsprofil, der Abstand des Substrates von der Reaktorwand oder der Abstand der Gasmischzone vom Substrat [147] haben entscheidende Auswirkungen auf die Vorgänge an der Kristalloberfläche und somit auch auf die Wachstumsrate.

5.2 **Verspannung und Risse**

Insbesondere bei der Abscheidung dicker GaN-Schichten stellt die Verspannung des Materials bis hin zur Relaxation durch die Entstehung von Rissen eine große Herausforderung dar. Dabei sind unterschiedliche Mechanismen zu beachten, die beispielsweise von Etkorn et al. [150] ausführlich diskutiert wurden:

Zunächst kommt es bereits durch die Gitterfehlanpassung zwischen verschiedenen Materialien zu einer mechanischen Verspannung der Schichten. Dies gilt sowohl für das System Epitaxieschicht und Substrat als auch für eine Anordnung verschiedener Epitaxieschichten untereinander. Die Zugabe von Fremdatomen, beispielsweise eine Dotierung mit Silizium oder das Wachstum der ternären Verbindungshalbleiter wie AlGaN, hat bereits deutliche Einflüsse auf die Gitterkonstanten und somit auch auf die Verspannung. Beim Anwachsen einer neuen Schicht kann diese Verspannung teilweise durch die Entstehung von Versetzungen abgebaut werden. Mit zunehmender Schichtdicke nimmt die Spannungsenergie dieser Schicht zu. Wenn die Verspannung einen kritischen Wert überschreitet, so wird die mechanische Spannung durch die Entstehung von Rissen abgebaut. Dies ist beispielsweise beim MOVPE-Wachstum von AlGaN auf Saphir oder Siliziumcarbid bereits ab einer Schichtdicke von wenigen Mikrometern zu beobachten. Die Gesamtverspannung einer Schichtfolge kann jedoch durch eine geeignete Kombination von tensil und kompressiv verspannten Schichten bis zu einem gewissen Grad ausgeglichen werden.

Eine Steigerung der Schichtdicke ist nur möglich, wenn die Gitterfehlanpassung entweder unter einem bestimmten Wert liegt oder die Fehlanpassung in ausreichendem Maße durch die Nukleationsschicht kompensiert wurde.

Bei der Nukleation auf Substraten wie Saphir wirken zusätzlich noch weitere Einflüsse. Die effektive Gitterkonstante von Saphir ist kleiner als die von GaN, demnach wäre eine kompressive Verspannung zu erwarten. In-situ Messungen während des Wachstums haben jedoch gezeigt, dass die Schichten bei Wachstumstemperatur tensil verspannt sind [151]. Eine mögliche Erklärung hierfür liegt darin, dass sich beim Wachstum zunächst einzelne Inseln bilden. Diese werden dann größer, der Abstand zwischen den Inseln nimmt ab. Theoretische Berechnungen haben gezeigt, dass ab einem gewissen Punkt die Energie dieses Systems minimiert werden kann, indem die beiden Grenzflächen Kristall/Atmosphäre zwischen zwei Inseln gegen eine einzige Korngrenze ersetzt wird. Dies gilt auch, wenn die Inseln dazu gedehnt werden müssen und so eine tensile Verspannung der Schicht entsteht. Erste quantitative Näherungen hierzu konnten Verspannungen bis zu einigen GPa erklären [152].

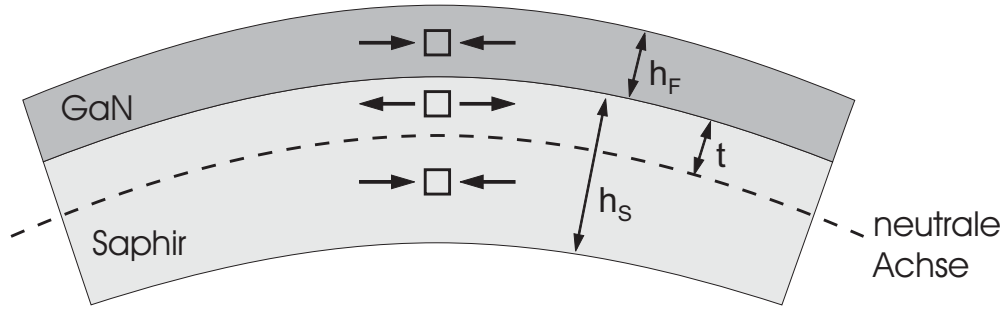


Abbildung 5.3: Krümmung des Wafers durch thermische Verspannung beim Abkühlen [150]. Die GaN-Schicht und der untere Bereich des Substrats sind kompressiv verspannt, der obere Bereich des Saphirs tensil.

Besonders beim Wachstum dicker Schichten stellen die Differenzen der thermischen Ausdehnungskoeffizienten ein Problem dar. Das Wachstum erfolgt üblicherweise bei Temperaturen von über 1000°C . Saphir verfügt über eine größere thermische Ausdehnung als GaN, somit wird eine GaN-Schicht auf Saphir kompressiv verspannt, was zunächst der Rissbildung entgegenwirkt. Mit zunehmender Schichtdicke jedoch wird die GaN-Schicht stabiler und lässt sich weniger leicht komprimieren, zusätzlich werden die dort wirkenden Kräfte stärker. Dies führt schließlich zu einer Krümmung des ganzen Wafers (Abbildung 5.3).

Beim Abkühlen um ΔT lässt sich bei einer h_F dicken GaN-Schicht und einer Substratdicke von h_S mit der Differenz $\Delta\alpha$ der thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Krümmungsradius R durch folgende Formel ermitteln [150]:

$$R = \frac{1}{\Delta\alpha\Delta T} \left[\frac{h_S^2}{6(h_S - 2t)} + \frac{h_F^2}{6(h_S - 2t)} + \frac{1}{2}(h_S + h_F) \right] \quad (5.10)$$

Hierbei steht t für den Abstand der spannungsfreien Ebene im Substrat von der Grenzfläche. Dieser Wert lässt sich mit den auf die Ebene bezogenen Elastizitätsmodulen der GaN-Schicht \bar{E}_F und des Substrates \bar{E}_S wie folgt berechnen:

$$t = \frac{\bar{E}_S h_S^2 - \bar{E}_F h_F^2}{2(\bar{E}_S h_S + \bar{E}_F h_F)} \quad (5.11)$$

Die Krümmung verursacht eine lineare Abhängigkeit der Spannung von der z -Koordinate (entsprechend der $[0001]$ -Richtung). Mit zunehmender Schichtdicke h_F steigt die Verspannung, bis die Schicht schließlich reißt. Die stärkste tensile Verspannung tritt dabei im Saphir am Übergang zur GaN-Schicht auf. Durch die Krümmung kann jedoch auch an der Oberfläche der GaN-Schicht selbst eine tensile Verspannung entstehen. Risse entstehen somit vorwiegend in diesen beiden Bereichen. Gerade bei massiven GaN-Schichten auf Saphir lassen sich

Risse in der Epitaxieschicht und im Substrat bei derselben Probe gut feststellen, da die Risse entsprechend den Kristallebenen verlaufen, welche in diesem Fall um 30° gegeneinander verdreht sind.

Andere Substrate, wie beispielsweise SiC, sind für die Abscheidung dicker Schichten weniger geeignet, da sie gegenüber GaN eine geringere thermische Ausdehnung zeigen. Dies hat beim Abkühlen auf Raumtemperatur eine starke tensile Verspannung der GaN-Schicht zur Folge, wodurch bereits ab einer Schichtdicke von einigen Mikrometern leicht Risse entstehen können.

Ob vorhandene Risse während des Wachstumsprozesses selbst oder erst beim Abkühlen entstanden sind, lässt sich durch Analyse unter dem Mikroskop ermitteln. Falls Risse bereits während des Wachstums vorhanden sind, so haben diese üblicherweise Auswirkungen auf die Morphologie der Schicht, es bilden sich Krater oder Pyramiden (Abbildung 5.4a). Ist hingegen kein Einfluss auf die Morphologie zu erkennen, so sind die Risse erst beim Abkühlvorgang entstanden (Abbildung 5.4b). Gelegentlich ist auch zu beobachten, dass sich Risse im weiteren Verlauf des Wachstums wieder schließen (Abbildung 5.5).

Letztendlich sind für die Verspannungssituation einer Schicht jedoch alle diese Mechanismen von Bedeutung und müssen zur Vermeidung von Rissen gut aufeinander abgestimmt sein. Beispielsweise kann die Vorspannung durch die Nukleationsschicht entscheidend sein, ob die thermische Verspannung beim Abkühlen zum Bruch des Wafers führt oder nicht. Ebenso lassen sich die Gitterkonstanten und somit die Verspannung einer dicken GaN-Schicht während des Wachstums in gewissem Umfang durch die Epitaxieparameter beeinflussen.

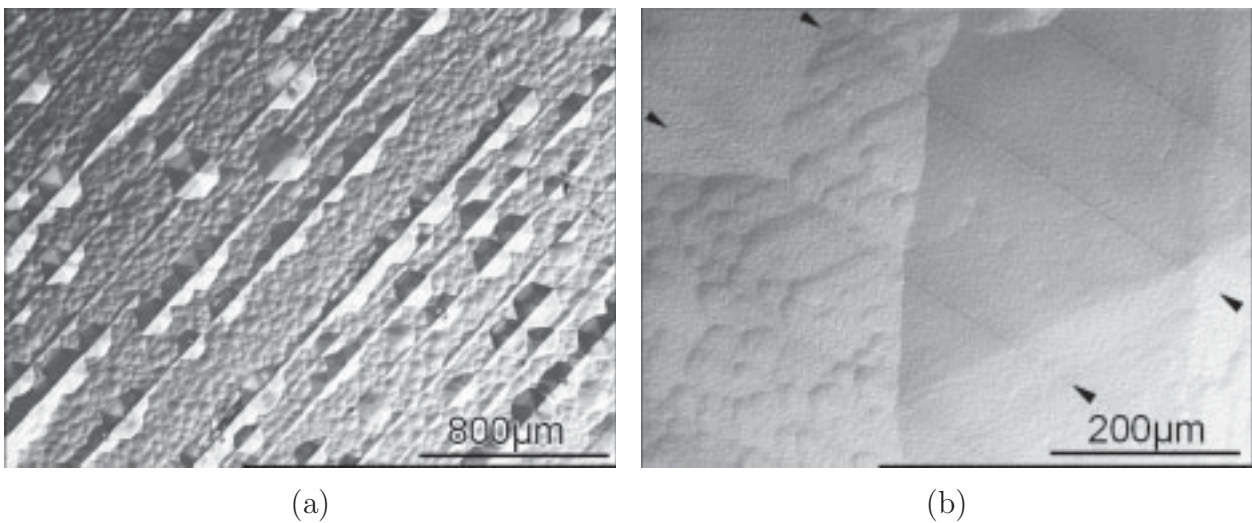


Abbildung 5.4: Risse können während des Wachstums (a) oder erst beim Abkühlen (b) entstehen.

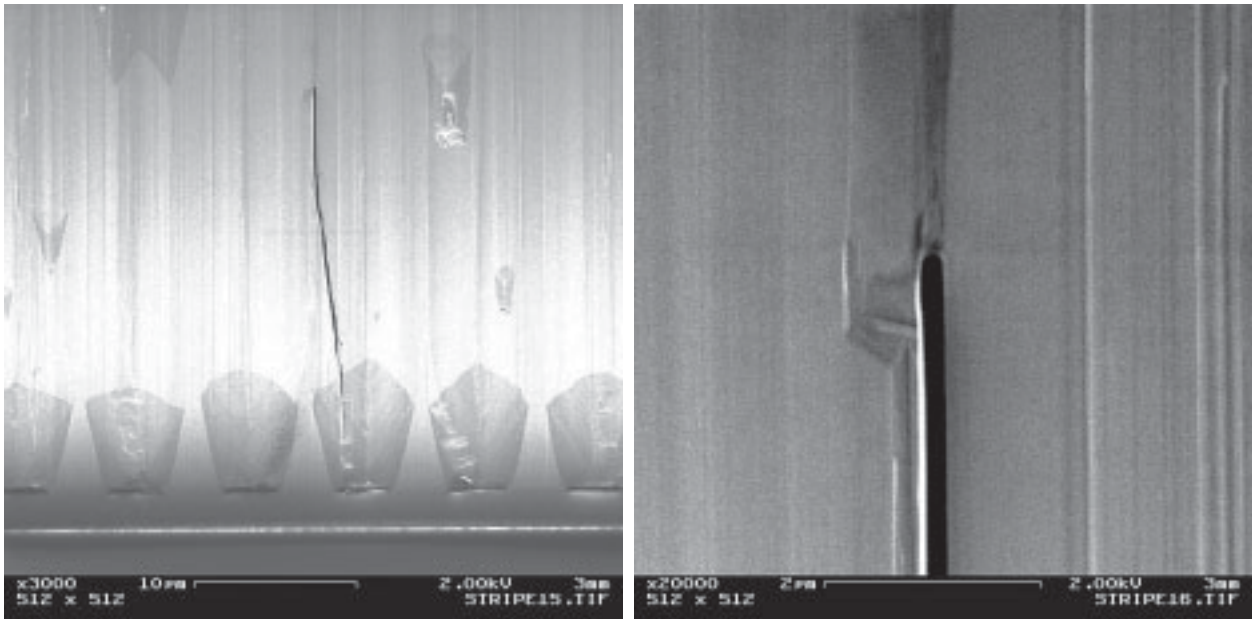


Abbildung 5.5: Gelegentlich können sich Risse beim weiteren Wachstum auch wieder vollständig oder teilweise schließen. Rechts eine vergrößerte Darstellung desselben Bereichs.

5.3 Aufbau des HVPE-Reaktors

Für die im Folgenden diskutierten Experimente wurde ein kommerziell erhältliches Aixtron HVPE-System eingesetzt. Dabei handelt es sich um einen horizontal angeordneten Quarzglas-Reaktor mit einem Innendurchmesser von 13,5 cm. In den Abbildungen 5.6 und 5.7 sind eine schematische Darstellung und eine Aufnahme des Reaktors dargestellt. In der Mitte des Reaktors liegt das Substrat mit einem Durchmesser von maximal 2 Zoll auf einem rotierenden Teller. Im oberen Teil des Reaktors ist die Gruppe-III-Quelle angeordnet. In einem Quarzrohr befindet sich ein Schiffchen mit flüssigem Gallium. Das eingeleitete HCl reagiert hier zu GaCl und wird dann innerhalb des Rohres bis über das Substrat geleitet, wo es durch eine Anordnung von Düsen vertikal austritt. Dieser Gaseinlass wird als „Showerhead“ bezeichnet. Die Ammoniak-Zuleitung ist im unteren Bereich des Reaktors angebracht. Der Ammoniak wird über eine spaltförmige Öffnung direkt vor dem Suszeptor horizontal auf das Substrat geleitet. Genau genommen handelt es sich also um eine Mischform aus horizontalem und vertikaalem Gasfluss. Als Trägergas können zusätzlich über verschiedene Einlässe Stickstoff und Wasserstoff eingeleitet werden.

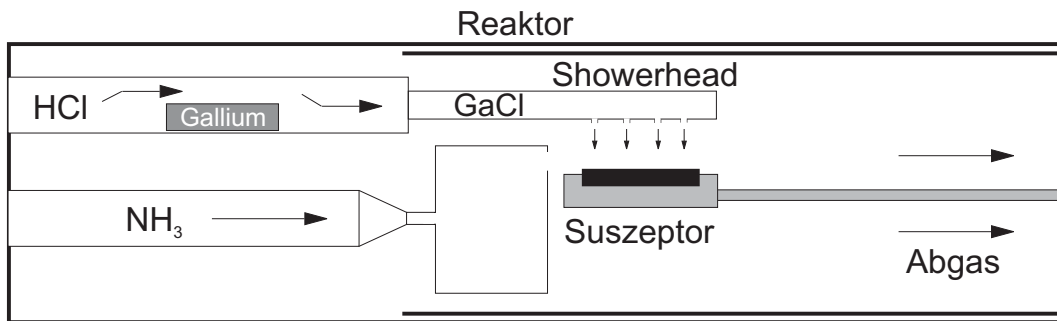


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung des verwendeten HVPE-Reaktors.

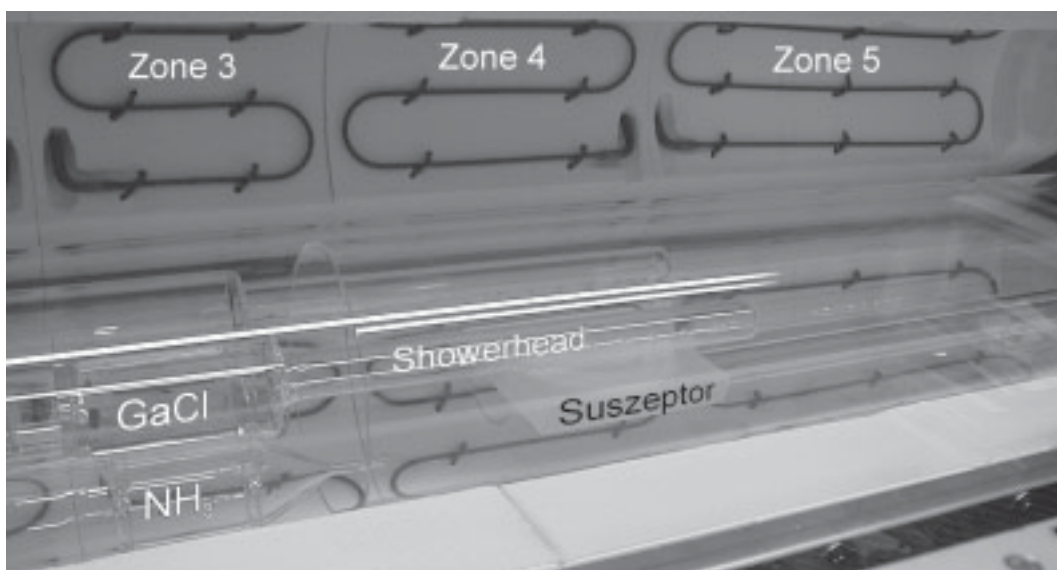


Abbildung 5.7: HVPE-Reaktor und Heizung.

Beheizt wird der Reaktor durch eine Anordnung von Glühwendeln. Die Heizung ist in 5 Zonen aufgeteilt, um die Temperatur der Gallium-Quelle und des Suszeptors sowie der Übergangsbereiche getrennt regeln zu können. Der gesamte Quarz-Reaktor wird beheizt, es handelt sich also um ein Heißwandsystem. Auf Grund der großen thermischen Masse dieser Anordnung sind die Heiz- und Abkühlraten des Systems gering.

5.4 Grundlegende Epitaxieparameter

Zur Untersuchung der wichtigsten Epitaxieparameter wurden als Substrate wiederum MOVPE-Templates auf Saphir eingesetzt, da diese im Vergleich zu anderen Nukleationsmethoden auf Saphir die besten Ergebnisse beim HVPE-Wachstum liefern [153]. Auf diese Weise kann auch die Entwicklung einer HVPE-Nukleation umgangen werden. Weil die Zielsetzung beim HVPE-Wachstum die Herstellung von dicken GaN-Schichten als Substratmaterial ist, stellen bei der Untersuchung der Proben die Beobachtung von Rissen sowie die Oberflächenmorphologie die wichtigsten Kriterien dar. Bei den im Folgenden aufgeführten Proben betrug die Temperatur $1050\text{ }^{\circ}\text{C}$ und die Wachstumszeit 30 Minuten, die Schichtdicken liegen unter $40\text{ }\mu\text{m}$.

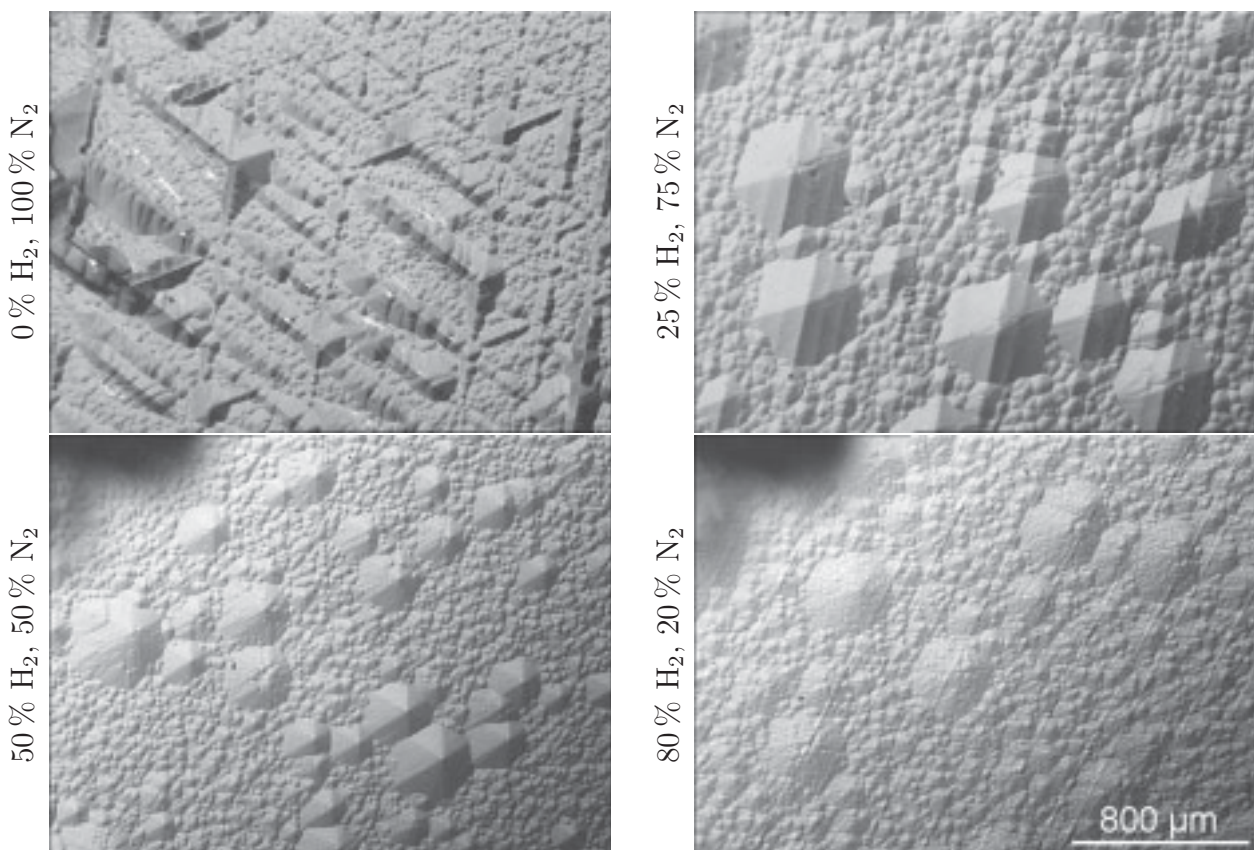


Abbildung 5.8: Oberflächenmorphologie bei verschiedener Zusammensetzung des Trägergases. Nur die bei 50% Wasserstoff gewachsene Probe ist rissfrei.

5.4.1 Trägergas-Zusammensetzung

In Abbildung 5.8 sind Proben dargestellt, die mit einem Wasserstoffanteil von 0 %, 25 %, 50 % und 80 % im Trägergas gewachsen wurden. Wasserstoff ist bei HVPE keinesfalls als Inertgas zu betrachten, da Wasserstoff direkt am Abtransport der Chloratome von der Oberfläche mitwirkt. Daher beeinflusst die Wahl des Trägergases in diesem Fall sogar den Reaktionsweg. Bei reinem Stickstoff ist die Oberfläche der Probe deutlich von Rissen beziehungsweise von Wachstumsüberhöhungen entlang der Risse geprägt. Die Oberflächenmorphologie sämtlicher Proben mit Wasserstoff im Trägergas ist ähnlich. Allerdings erkennt man an Hand der Mikroskopaufnahmen, dass die Proben mit 25 % und mit 80 % Wasserstoff von Rissen durchzogen sind. Ausschließlich die Probe, die mit gleichen Anteilen Stickstoff und Wasserstoff gewachsen wurde, zeigt keine Risse. Dieses Ergebnis legt nahe, dass die Verspannung der Schichten durch die Komposition des Trägergases signifikant beeinflusst wird. Dies wurde bereits von anderen Gruppen bei HVPE [154] und bei MOVPE beschrieben [155]. Andererseits wäre auch denkbar, dass unter diesen Bedingungen die beste Kristallqualität erzielt wird und die Schicht daher höheren Belastungen Stand hält.

Neben der Morphologie wird auch die Wachstumsrate deutlich beeinflusst, wie in Diagramm 5.9 zu sehen ist. Alleine durch die Änderung der Trägergaszusammensetzung sinkt die Wachstumsrate ausgehend von über 70 $\mu\text{m}/\text{h}$ bei reinem Stickstoff auf 30 $\mu\text{m}/\text{h}$ bei 80 % Wasserstoffanteil. Hierbei spielen sowohl die Verlagerung des Reaktionswegs [156] als auch die verstärkte Desorption von GaN unter Wasserstoff eine Rolle [157].

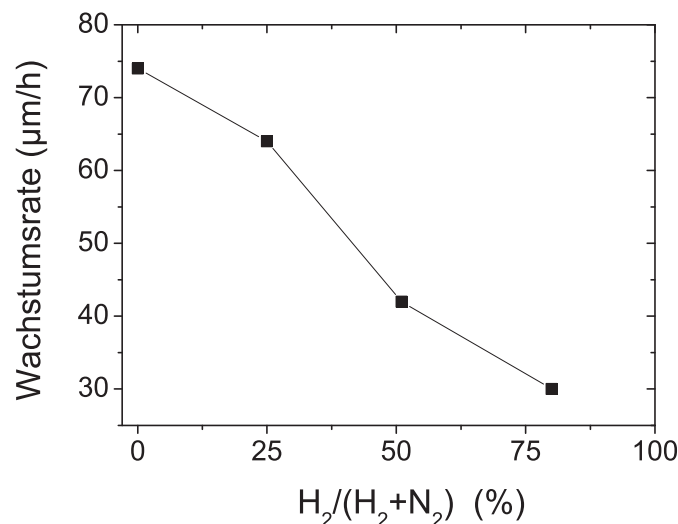


Abbildung 5.9: Die Wachstumsrate nimmt mit zunehmendem Wasserstoff-Anteil ab.

5.4.2 V/III-Verhältnis

Auch bei HVPE wird die Wachstumsrate maßgeblich durch das Gallium-Angebot bestimmt. Daher wurde das V/III-Verhältnis durch eine Variation des Ammoniak-Flusses eingestellt. Generell ist anzumerken, dass das nominelle V/III-Verhältnis im Vergleich zu MOVPE deutlich niedriger liegt. Die Mikroskopaufnahmen in Abbildung 5.10 zeigen, dass sich bei einem geringen Ammoniak-Fluss von 300 sccm, entsprechend einem V/III-Verhältnis von 15, eine eher grobe Schuppenstruktur auf der Oberfläche ausbildet. Bei einem höheren V/III-Verhältnis hingegen (45 bzw. 100) tritt die Grobstruktur zurück und es kommt eine feine Anordnung von Pyramiden oder Kegeln zum Vorschein. Diese Feinstruktur eignet sich deutlich besser zum späteren Überwachsen als eine Grobstruktur. Ein Einfluss auf die Entstehung von Rissen konnte nicht beobachtet werden.

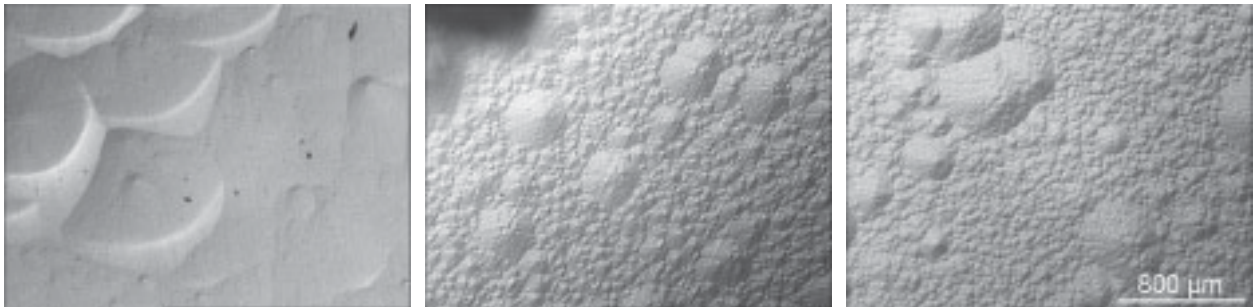


Abbildung 5.10: Oberflächenmorphologie bei einem V/III-Verhältnis von 15, 45 und 100 (von links nach rechts).

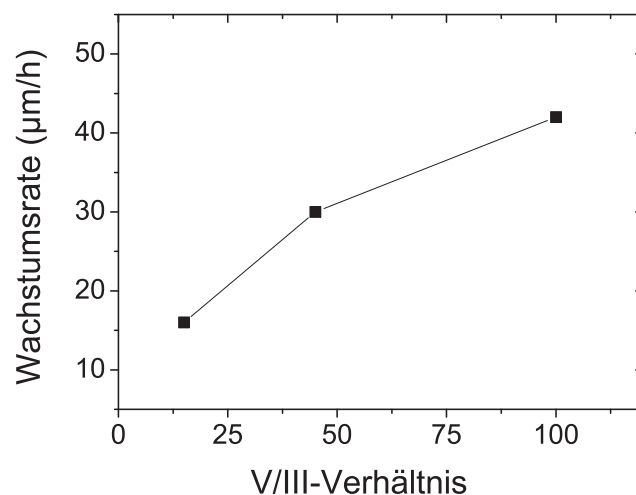


Abbildung 5.11: Die Wachstumsrate nimmt mit dem V/III-Verhältnis ab.

Diagramm 5.11 zeigt, dass in diesem Fall auch die Wachstumsrate vom Ammoniak-Fluss beziehungsweise vom V/III-Verhältnis abhängt. Bei 300 sccm Ammoniak wurden nur $16 \mu\text{m}/\text{h}$ erreicht, während dieser Wert bei 2000 sccm Ammoniak auf $38 \mu\text{m}/\text{h}$ ansteigt. Ursache hierfür ist, dass der Ammoniak nicht vollständig zerlegt wird und daher trotz nominellem Ammoniak-Überangebot weniger Stickstoff an der Kristalloberfläche zur Verfügung steht als eingebaut werden könnte. Der Zusammenhang zwischen Ammoniak-Fluss und Wachstumsrate ist bereits hier deutlich außerhalb des linearen Bereichs. Bei einer weiteren Steigerung des Ammoniak-Flusses ist eine Sättigung der Wachstumsrate zu erwarten.

5.4.3 Reaktordruck

Der Reaktordruck wurde in einem Bereich von 200 mbar bis 900 mbar variiert. Auch hierbei wurde ein starker Einfluss auf die Oberflächenmorphologie deutlich (Abbildung 5.12). Während sich die Morphologie zwischen 900 mbar und 500 mbar kaum ändert, kommt bei einer weiteren Reduktion auf 200 mbar wiederum eine Grobstruktur zum Vorschein, welche sich für späteres Überwachsen weniger gut eignet. Es wurde erneut keine direkte Auswirkung des Parameters auf die Entstehung von Rissen beobachtet. Die Wachstumsrate wird stark durch eine Reduktion des Reaktordruckes beeinträchtigt, wie in Diagramm 5.13 zu sehen ist. Eine Verringerung des Druckes von 900 mbar auf 200 mbar führt fast zu einer Halbierung der Wachstumsrate.



Abbildung 5.12: Oberflächenmorphologie bei einem Reaktordruck von 200 mbar, 500 mbar und 900 mbar (von links nach rechts).

Das HVPE-Wachstum bei Niederdruck bringt demzufolge eher Nachteile mit sich, die besten Ergebnisse wurden bei annähernd Atmosphärendruck erzielt.

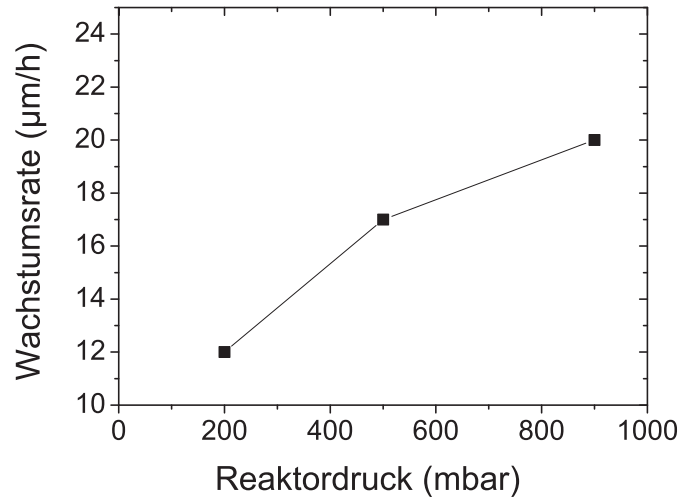


Abbildung 5.13: Die Wachstumsrate nimmt mit dem Reaktordruck ab.

5.4.4 Orientierung der Templates

Neben den Wachstumsparametern selbst hängen die Ergebnisse des HVPE-Wachstums auch von den jeweils verwendeten MOVPE-Templates ab. Obwohl alle verwendeten Templates bei der Charakterisierung mittels optischer Mikroskopie, AFM, Photolumineszenz oder Röntgendiffraktometrie gleichermaßen gute Eigenschaften zeigten, wurden Unterschiede in der Morphologie des darauf abgeschiedenen HVPE-Materials festgestellt. Daher wurden hierzu detaillierte Untersuchungen parallel zu dieser Arbeit an der Universität Ulm durchgeführt [158, 159]. Dabei zeigte sich, dass ein wesentlicher Punkt die Orientierung des verwendeten Saphir-Substrats ist.

Von anderen Materialsystemen ist bereits bekannt, dass eine leichte Verkipfung oder Fehlorientierung der Substratoberfläche gegenüber dem Kristallgitter zu einer Verbesserung der Epitaxieschichten führt [160–162], wobei die optimale Fehlorientierung im Bereich von wenigen Grad liegt. Bei der Epitaxie von GaN jedoch bringen Verkipfungen dieser Größe keine Vorteile [163], sondern in einigen Fällen sogar Nachteile mit sich [164]. Erst in jüngerer Zeit wurde von einigen Gruppen von einer Verbesserung ihrer GaN MOVPE-Schichten durch eine nur geringfügige Fehlorientierung von etwa $0,3^\circ$ berichtet [165–167].

In Abbildung 5.14 ist die Oberflächenmorphologie von HVPE-Schichten dargestellt, welche auf Templates mit exakter Orientierung und mit einer Fehlorientierung von $0,3^\circ$ beziehungsweise $0,6^\circ$ abgeschieden wurden. Bei den üblichen Wachstumsbedingungen erhält man bei $0,6^\circ$ eine hervorragende Oberflächenmorphologie (Abbildung 5.14 oben). Eine Anpassung

der Epitaxieparameter am Ende des Wachstums führt insgesamt zu einer Verbesserung der Oberflächenmorphologie (Abbildung 5.14 unten). Hierbei wird am Ende des Prozesses sowohl der Ammoniak-Fluss als auch der Reaktordruck abgesenkt, um die an den Wachstumsreaktionen beteiligten Gase möglichst rasch und unter definierten Bedingungen zu entfernen. In diesem Fall zeigt bereits eine Verkipfung von $0,3^\circ$ deutlich bessere Ergebnisse als das Wachstum auf exakt orientierten Substraten.

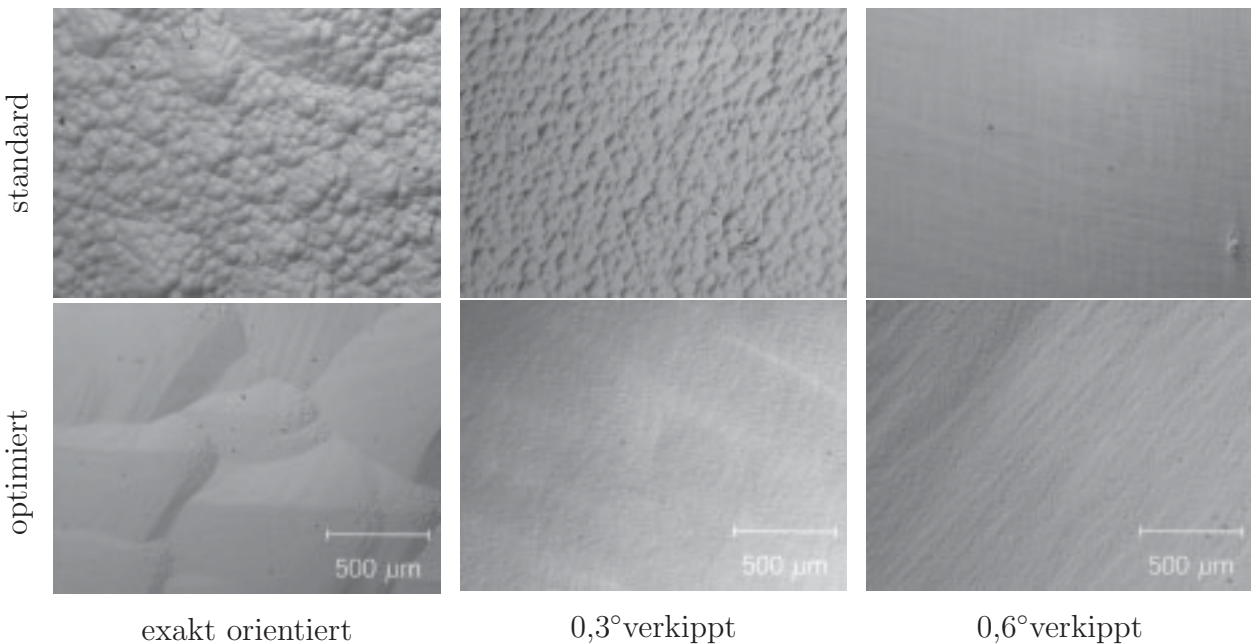


Abbildung 5.14: Eine leichte Fehlorientierung der Saphir-Substrate führt zu einer deutlichen Verbesserung der Oberflächenmorphologie. Optimale Resultate erhält man bei einer Anpassung der Wachstumsparameter.

Die Ursache hierfür liegt darin, dass das epitaktische Wachstum in erster Linie an den Kristallstufen der Substratoberfläche beginnt und die Schicht dann in einem 2-dimensionalen Wachstumsmodus schließt. Der Abstand der Kristallstufen beträgt bei einer Fehlorientierung von $0,3^\circ$ etwa 50 nm. Der mittlere Abstand der Versetzungen hingegen beträgt bei einer Versetzungsdichte von 10^9 cm^{-2} etwa 300 nm und ist somit signifikant größer. Aus diesem Grund liegt nahe, dass das 2-dimensionale Wachstum ausgehend von den Kristallstufen gegenüber 3-dimensionalem Wachstum ausgehend von Versetzungen dominiert. Dadurch wird die Entstehung der typischen hexagonalen Pyramiden an der Oberfläche unterdrückt und es entsteht eine deutlich bessere Oberflächenmorphologie.

5.5 Eigenschaften der HVPE-Schichten

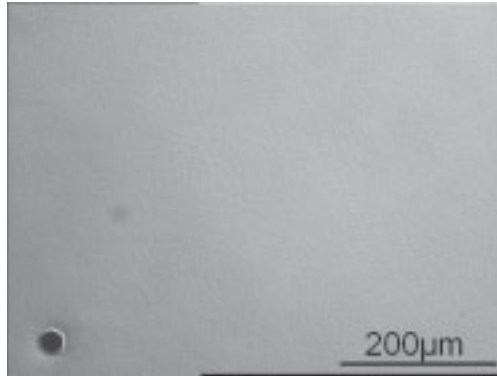


Abbildung 5.15: Oberflächenmorphologie einer ca. 60 μm dicken HVPE-Schicht, gewachsen unter optimierten Wachstumsbedingungen.

Ausgehend von diesen Epitaxie-Versuchen wurden weitere Proben mit den optimierten Parametern bei einem Wasserstoff-Anteil von 50 % im Trägergas, einem V/III-Verhältnis von 45 sowie einem Reaktordruck von 900 mbar gewachsen. Die Schichtdicke wurde durch Erhöhen der Wachstumszeit gesteigert. In Abbildung 5.15 ist eine Mikroskopaufnahme einer etwa 60 μm dicken rissfreien HVPE-Schicht dargestellt. Die Oberflächenmorphologie ist exzellent und mit MOVPE-GaN vergleichbar.

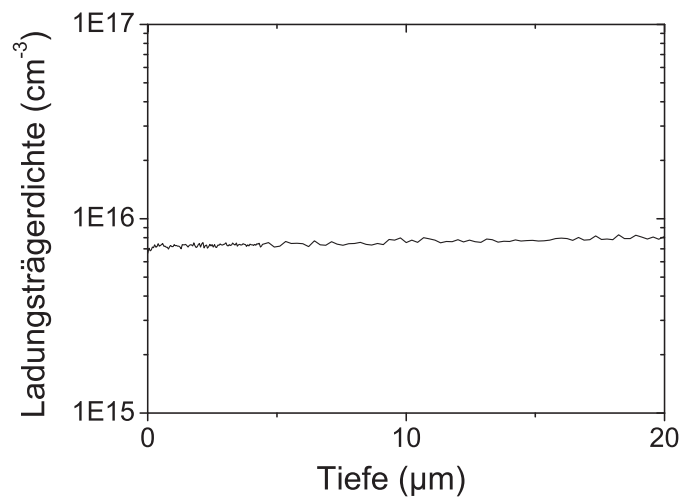


Abbildung 5.16: CV-Messung zeigt konstant niedrige Ladungsträgerkonzentration. Die Messung wurde von T. Wolff, WEP durchgeführt [168].

Die elektrischen Eigenschaften dieser Schicht wurden mittels Hall-Messungen untersucht. Bei Raumtemperatur wurde eine Ladungsträgerkonzentration von $7,2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ sowie eine Beweglichkeit von $720 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ermittelt, bei 77 K eine Ladungsträgerkonzentration von $2,8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ in Verbindung mit einer Beweglichkeit von $1780 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Diese Werte übertreffen die Daten von üblichen MOVPE-Schichten deutlich. Damit weist die Schicht eine sehr geringe Konzentration geladener Störstellen sowie eine geringe Versetzungsdichte und folglich eine sehr gute Kristallqualität auf. Hall-Messungen legen jedoch eine homogene Verteilung der Ladungsträger innerhalb der Schicht zu Grunde. Um dies zu verifizieren, wurde zusätzlich ein CV-Profil derselben Schicht aufgenommen (Diagramm 5.16) [168]. Dabei wurde im gesamten gemessenen Bereich eine Ladungsträgerkonzentration von unter 10^{16} cm^{-3} gemessen und somit die Hall-Messung bestätigt.

Untersuchungen des Kristallgitters mittels Röntgendiffraktometrie lieferten zunächst eine weniger gute Halbwertsbreite von 330 Bogensekunden für den 0002-Reflex (Abbildung 5.17). Der Grund für diesen hohen Wert sind in diesem Fall jedoch nicht Störungen des Kristallgitters, sondern die Krümmung des Wafers. Durch die Wölbung ist bei dieser Probe die Wafermitte um $530 \mu\text{m}$ angehoben. Dies entspricht einem Krümmungsradius von etwa $0,6 \text{ m}$. Die Breite des verwendeten Röntgenstrahls beträgt 1 mm . Allein durch die Krümmung

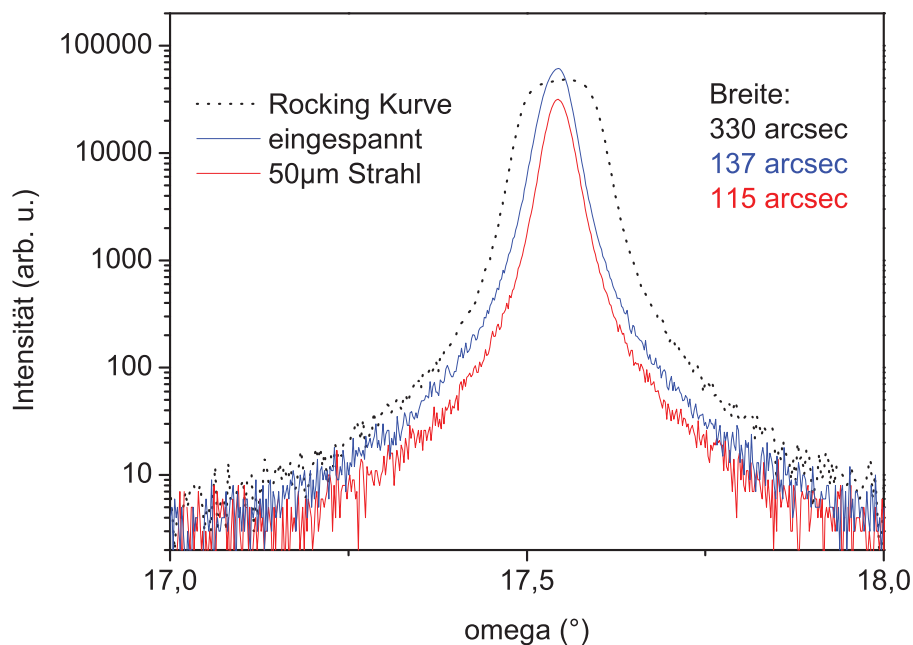


Abbildung 5.17: Röntgen-Rockingkurven derselben Probe bei Standard-Bedingungen, mechanisch flach gedrückt und mit reduzierter Breite des Röntgenstrahls.

des Wafers ergibt sich daher eine Aufweitung des Strahls von über 300 Bogensekunden. Um dennoch eine Aussage über das Kristallgitter machen zu können, muss dieser Fehler minimiert werden. Dazu wurde zunächst die Probe mechanisch flach gepresst, um die Krümmung des Wafers zu reduzieren. Die Röntgen-Messung ergab dann eine Halbwertsbreite von 137 Bogensekunden. Alternativ hierzu wurde die Breite des Röntgenstrahls durch Blenden auf $50\ \mu\text{m}$ reduziert. Mit dieser Methode wurde ein noch kleinerer Wert von 115 Bogensekunden erreicht. Diese Werte liegen wiederum unter den bei MOVPE typischen Werten und bestätigen die hervorragende Kristallqualität dieser Schichten.

Zur Charakterisierung der optischen Eigenschaften wurden Photolumineszenz-Messungen herangezogen. In Abbildung 5.18 ist ein entsprechendes Spektrum dargestellt, das vom Übergang der Donator-gebundenen Exzitonen (D^0X) dominiert wird, daneben sind zwei Repliken durch longitudinal-optische Phononen (LO) zu sehen. Abbildung 5.18 rechts zeigt die Feinstruktur im Bereich um $3,5\ \text{eV}$. Neben dem Donator-gebundenen Exziton bei $3,4766\ \text{eV}$ sind noch die Grundzustände der freien Exzitonen (FX) bei $3,4828\ \text{eV}$ und $3,4892\ \text{eV}$ zu sehen. Die Halbwertsbreite des D^0X -Übergangs beträgt $2,8\ \text{meV}$ und ist mit den Werten von MOVPE-GaN vergleichbar.

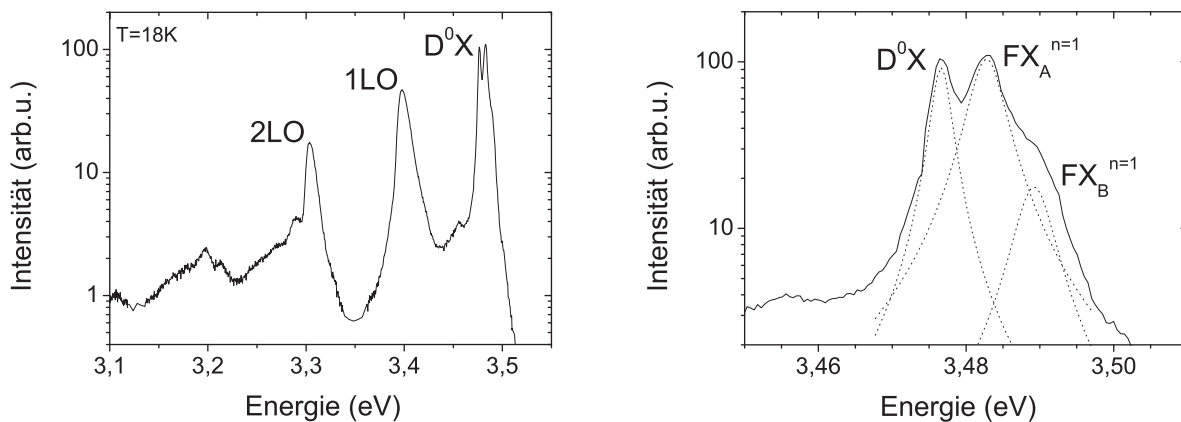


Abbildung 5.18: Photolumineszenzspektrum einer ca. $60\ \mu\text{m}$ dicken HVPE-Schicht, links das Gesamtspektrum mit longitudinal-optischen Phononen, rechts eine Vergrößerung des Bereichs um den D^0X -Peak.

Die Position dieser Übergänge ist innerhalb der Schicht allerdings nicht konstant. Detaillierte Einblicke hierzu sind beispielsweise durch orts aufgelöste Kathodolumineszenz-Messungen möglich. In Abbildung 5.19 sind eine REM-Aufnahme der Bruchkante sowie die entsprechenden Darstellungen der KL-Intensität und der dazugehörigen Wellenlänge der maximalen Intensität dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Intensität mit der Schichtdicke

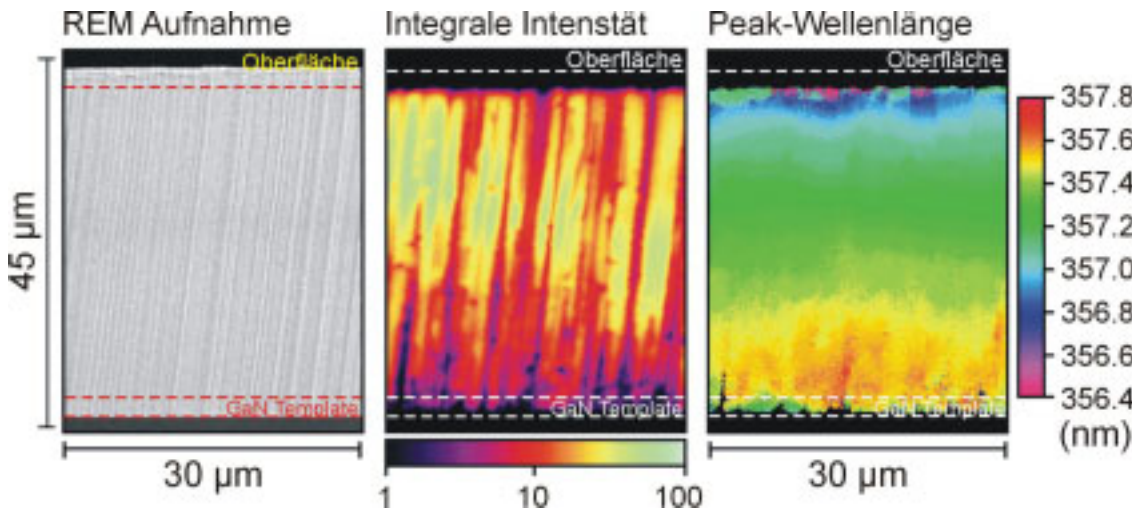


Abbildung 5.19: REM und Kathodolumineszenz-Aufnahmen der Bruchkante. Nach oben hin ist eine Zunahme der Intensität sowie eine Verschiebung ins Blaue zu sehen. Aufgenommen von T. Riemann, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg [140, 169]

zunimmt. Grund hierfür ist die Reduktion der Versetzungsdichte mit zunehmender Schichtdicke. Die Peak-Wellenlänge hingegen zeigt mit zunehmender Schichtdicke eine Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen hin. Begründet man diese Verschiebung mit der Abhängigkeit von der Verspannung, so wäre die Schicht nach oben hin zunehmend kompressiv verspannt. Weitere Details hierzu sind an anderer Stelle veröffentlicht [169]. In Abbildung 5.20a sind die Spektren in Abhängigkeit der Höhe aufgetragen. In dieser Darstellung wird neben dem D^0X -Peak ein weiteres Exziton sichtbar, dessen Lage parallel dazu wandert. Unten im Bereich des Templates ist ebenfalls eine Verschiebung zu höheren Energien zu beobachten. Insgesamt werden die Linien mit zunehmender Schichtdicke schmaler, wodurch auch die Verbesserung der Kristallqualität bestätigt wird. Zur Bestimmung der Verspannung wurden zusätzlich Raman-Messungen von U. Haboek an der TU Berlin durchgeführt [141, 170]. In Abbildung 5.20b ist die Verschiebung der Raman-Linie gemeinsam mit der Verschiebung des D^0X -Peaks aufgetragen. Nahe dem Substrat liefern beide Methoden dasselbe Resultat, die Schicht ist am Übergang zum Saphir stark kompressiv verspannt, diese Verspannung nimmt jedoch in den ersten Mikrometern deutlich ab. Im Bereich darüber unterscheiden sich die Ergebnisse jedoch deutlich. Während der D^0X -Peak wieder zu höheren Energien wandert und dadurch eine zunehmend kompressive Verspannung annehmen lässt, sinken die Werte der Raman-Messung langsam weiter ab und nähern sich einem Endwert an. Auf Grund der Waferkrümmung ist ein derartiger Rückgang der Verspannung mit der Schichtdicke auch zu erwarten (vergleiche Abbildung 5.3). Die Diskrepanz zwischen Kathodolumineszenz- und Raman-Messungen tritt bei vielen HVPE-Schichten auf, konnte jedoch noch nicht erklärt werden [171].

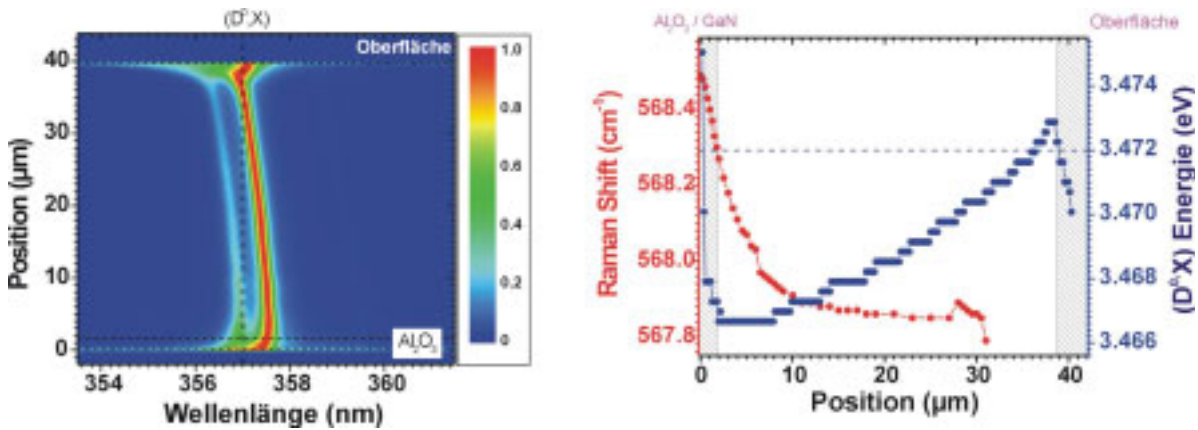


Abbildung 5.20: Kathodolumineszenz-Linescan und Vergleich der Verschiebung des D⁰X-Übergangs und Raman-Messungen [140, 141, 170].

Die Reduktion der Versetzungsdichte durch das Wachstum dicker Schichten lässt sich anhand Abbildung 5.21 beobachten. Hier sind die EPD-Verteilung eines MOVPE-Templates und einer auf demselben Template gewachsenen 70 µm dicken HVPE-Schicht gegenübergestellt. Durch die Steigerung der Schichtdicke sinkt die Versetzungsdichte von $1,5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ auf $3,0 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$. Über eine weitere Erhöhung der Schichtdicke oder auch eine Reduktion der Versetzungsdichte des Templates kann dieser Wert weiter gesenkt werden (vergleiche Abbildung 2.22).

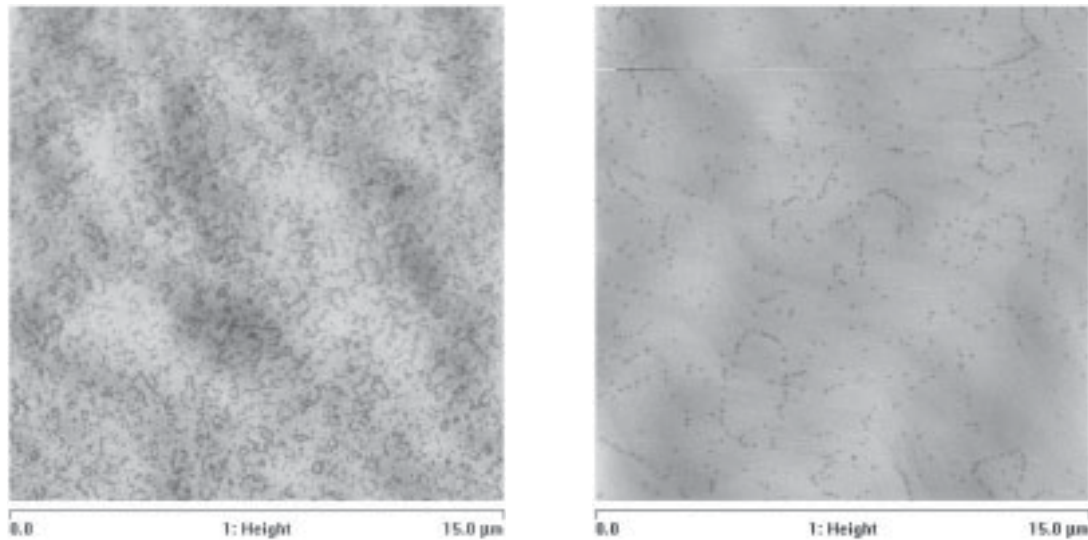


Abbildung 5.21: Versetzungsdichte eines MOVPE-Templates und der darauf gewachsenen 70 µm dicken HVPE-Schicht. AFM-Aufnahmen der angeätzten Probenoberfläche (Die Details des Ätzverfahrens sind in Abschnitt 2.5.5 beschrieben).

5.6 Steigerung der Schichtdicke

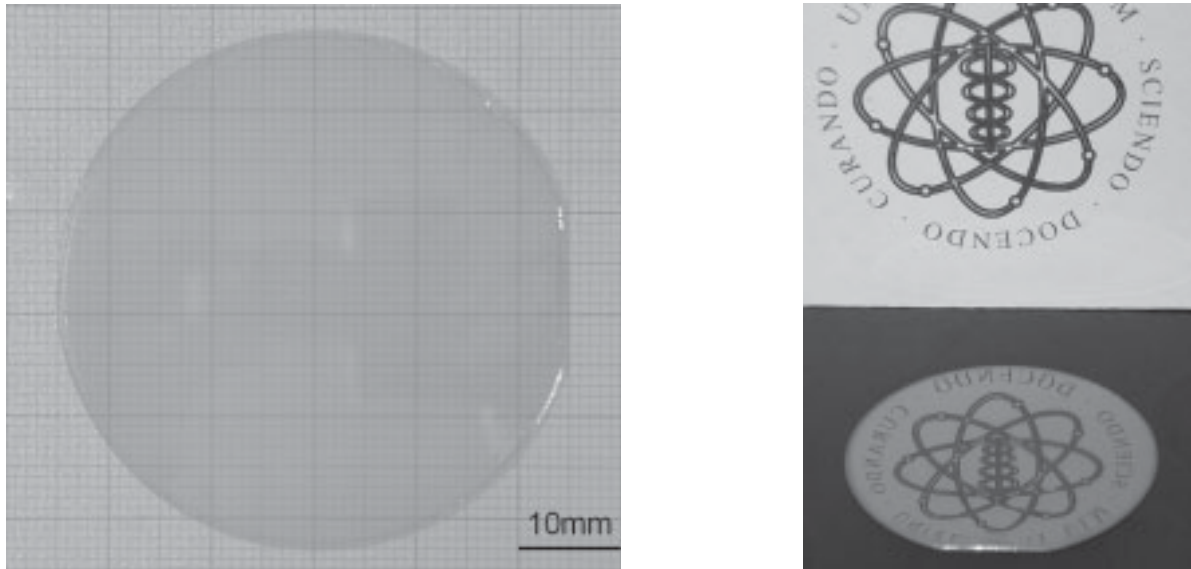


Abbildung 5.22: Aufnahmen einer etwa 150 μm dicken rissfreien HVPE-Schicht mit spiegelnder Oberfläche.

Nach den viel versprechenden Ergebnissen der Charakterisierung wurde die Schichtdicke weiter gesteigert. Durch eine Erhöhung der Wachstumszeit auf 2 Stunden wurden Schichtdicken von etwa 150 μm erreicht. Auch diese Scheiben zeigen keine Risse und weisen eine spiegelnde Oberfläche auf (Abbildung 5.22).

Durch den Einsatz von strukturierten Substraten konnte die Schichtdicke nochmals erhöht werden. Obwohl das HVPE-Wachstum auch direkt auf strukturierten Substraten möglich ist, wurde zunächst auf bereits bekannte Prozesse zurückgegriffen, indem MOVPE-FACELO-Proben als Templates zum Einsatz kamen. Neben der geringen Versetzungsdichte zeichnen sich diese Proben auch durch eine reduzierte Verspannung aus und können somit zur Vermeidung der Risse von Vorteil sein. Auf diesen Templates war bei ersten Versuchen das Wachstum von rissfreien Schichten mit einer Dicke von 250 bis 300 μm möglich (Abbildung 5.23). Die kritische Dicke für die Entstehung der Risse war hiermit noch nicht erreicht, eine weitere Steigerung ist demnach möglich. Diese Arbeiten werden an der Universität Ulm fortgeführt [172].

Die Verwendung von strukturierten Substraten ist auch im Hinblick auf die Ablösung der GaN-Schicht vom Fremdsubstrat von großem Interesse. Bislang ist es möglich, das Fremdsubstrat entweder rein mechanisch durch Lappen oder durch Laser-Liftoff-Verfahren zu entfernen, wobei die Krümmung der Wafer sowie die Verspannung oft zum Bruch der Scheiben

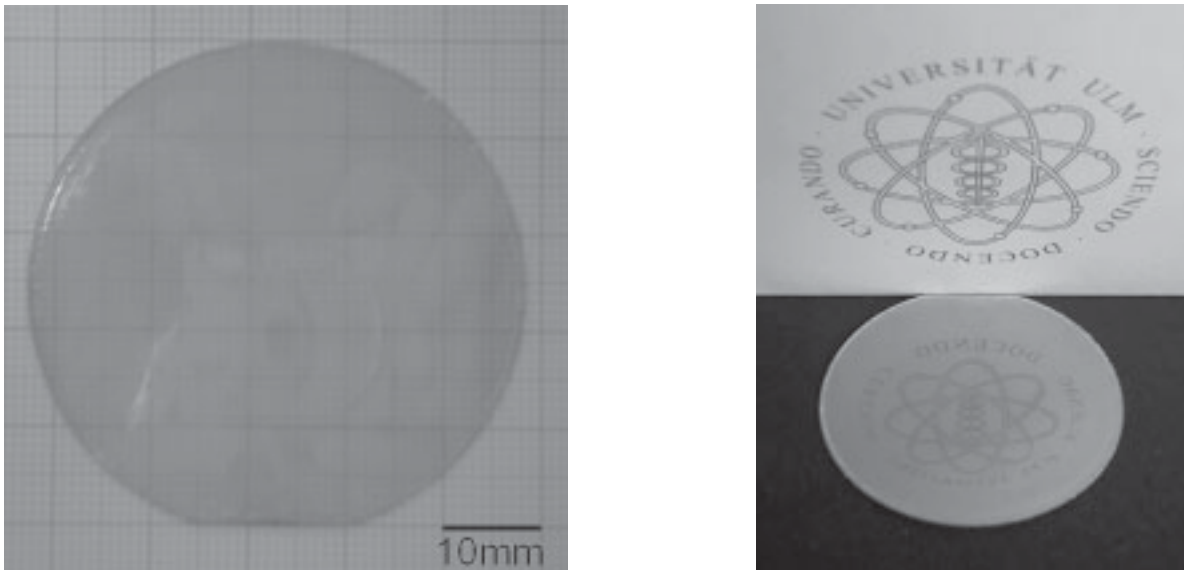


Abbildung 5.23: Aufnahmen einer etwa 250 bis 300 μm dicken rissfreien HVPE-Schicht auf FACELO-Template mit spiegelnder Oberfläche.

führt. Eine wesentlich elegantere Methode wäre es, die HVPE-Schichten derart auf ein strukturiertes Substrat aufzuwachsen, dass die GaN-Schicht nur an möglichst wenigen Punkten mit dem Fremdsubstrat verbunden ist. Während des Abkühlvorgangs kann dann die thermische Verspannung dazu genutzt werden, diese Verbindungen zu durchtrennen. Somit wäre eine In-Situ-Ablösung der Schichten im Reaktor realisiert und man könnte mit relativ einfachen und bekannten Methoden freistehende GaN-Substrate herstellen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Diese Arbeit befasst sich mit der Herstellung von Galliumnitrid-Substraten und -Quasi-substraten mit geringer Versetzungsdichte. Hierzu werden ausgehend von grundlegenden Untersuchungen der Epitaxie auf strukturierten Substraten verschiedene Methoden zur Reduktion der Versetzungsdichte diskutiert. Das einfache ELO-Verfahren wird optimiert und bis zu einem mehrstufigen Facetten-kontrollierten Prozess weiterentwickelt. Ebenso wird die Abscheidung dicker GaN-Schichten mit dem HVPE-Verfahren betrachtet.

Kapitel 2 beschäftigt sich mit Kristallfehlern in GaN. Die Ursache für die hohe Versetzungsdichte liegt darin, dass für das epitaktische Wachstum von GaN auf Fremdsubstrate zurückgegriffen werden muss. Versetzungen zeigen bereits während der Epitaxie Auswirkungen, da sie die Homogenität des Wachstums der einzelnen Bauelement-Schichten stören. Darüber hinaus werden die Bauelemente durch Versetzungen beeinträchtigt. Versetzungen wirken als nicht-strahlende Rekombinationszentren und verringern so die Effizienz von optoelektronischen Bauelementen. Sie reduzieren die Beweglichkeit der Ladungsträger und damit die Eignung des Materials für Hochfrequenz-Anwendungen. Nicht nur die erhöhte Wärmebelastung auf Grund der geringeren Effizienz, sondern auch Diffusion entlang der Versetzungen limitieren die Lebensdauer der Bauteile.

Zur Charakterisierung der Kristalldefekte werden verschiedene Methoden wie nasschemische Ätzverfahren, Transmissions-Elektronenmikroskopie, Dark-Spot-Analyse und Röntgendiffraktometrie verglichen und das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren des Ätzens mit Chlorwasserstoff-Gas detailliert beschrieben.

Die Grundlagen des Wachstums auf strukturierten Substraten werden in Kapitel 3 erarbeitet. Die Zielsetzung ist es, das laterale Wachstum, genauer gesagt die Wachstumsraten der einzelnen unterschiedlichen Kristallfacetten, gezielt zu steuern. Ein wesentlicher Punkt

dabei ist die Anisotropie des Wachstums, welche die hexagonale Kristallstruktur von GaN widerspiegelt.

Beim Wachstum auf Streifen entlang einer $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung sind starke Einflüsse der Epitaxieparameter zu beobachten, wohingegen das Wachstum auf Streifen in $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Richtung im untersuchten Bereich weitgehend unabhängig von den Epitaxieparametern ist. Daher können ausgehend von Strukturen in $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ -Richtung sehr gut Wachstumsprozesse so gesteuert werden, dass GaN-Schichten mit den gewünschten Eigenschaften entstehen. Verstärktes laterales Wachstum erreicht man bei hohen Temperaturen, reduziertem Druck, hohem V/III-Verhältnis und hohem Stickstoff-Anteil im Trägergas. Bei geringeren Wachstumstemperaturen bilden sich dreieckige Querschnitte begrenzt durch $\{11\bar{2}2\}$ -Ebenen aus, während bei hoher Temperatur rechteckige Querschnitte mit senkrechten $\{11\bar{2}0\}$ -Ebenen entstehen. Auch das Verhältnis zwischen Wachstumsfläche und maskierter Fläche spielt eine wichtige Rolle, da das abgeschiedene Volumen pro Waferfläche in erster Näherung konstant bleibt. Bei der Erarbeitung dieser Ergebnisse wurden Markerschichten aus Silizium-dotiertem GaN eingesetzt, die das Voranschreiten der einzelnen Facetten während des Wachstums sichtbar machen.

In Kapitel 4 werden die gewonnenen Erkenntnisse eingesetzt, um eine dünne GaN-Schicht mit möglichst geringer Versetzungsdichte herzustellen. Durch einfaches laterales Überwachsen einer Streifenmaske (ELO-Verfahren) wird in den lateral gewachsenen Bereichen eine Versetzungsdichte von $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ erreicht, was einer Abnahme um fast zwei Größenordnungen entspricht. In den Bereichen über den Maskenöffnungen jedoch bleibt die Versetzungsdichte der Ausgangsschicht erhalten. Eine Verbesserung dieser Methode stellt daher das Facettenkontrollierte epitaktische laterale Überwachsen (FACELO-Verfahren) dar, da hier eine Reduktion der Versetzungsdichte in einem größeren Bereich erreicht wird. Durch geeignete Führung der Wachstumsparameter werden Versetzungen im Bereich der Maskenöffnungen zur Seite weg geleitet, so dass auch dort die Oberfläche weitgehend frei von Versetzungen ist. Derartige Proben weisen Versetzungsdichten im Bereich 10^6 cm^{-2} auf. Die Oberflächenmorphologie dieser Proben konnte durch die Etablierung eines mehrstufigen FACELO-Prozesses soweit verbessert werden, dass sie der von Templates entspricht und somit ohne jegliche Oberflächenbehandlung für das Wachstum von Bauelementen eingesetzt werden kann. Erste Vergleiche von Laserstrukturen auf diesen Quasisubstraten zeigen eine deutliche Verbesserung der Ausgangsleistung gegenüber dem herkömmlichen Wachstum auf Fremdsubstraten. Die Herstellung qualitativ hochwertiger dicker GaN-Schichten mittels Hydrid-Gasphasenepitaxie ist Inhalt des 5. Kapitels. Die größte Herausforderung bei der Abscheidung dicker Schichten liegt in der Vermeidung von Rissen, die vor allem durch thermische Verspannung

beim Abkühlen bedingt durch die Differenz der thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen GaN und dem Fremdsubstrat entstehen.

Die grundlegende Untersuchung der Epitaxieparameter hat gezeigt, dass die Entstehung dieser Risse durch die geeignete Wahl des Trägergases stark beeinflusst wird. Mit einer Trägergas-Mischung aus Stickstoff und Wasserstoff im Verhältnis 1:1 ist die Herstellung von rissfreien Schichten möglich. Die besten Resultate wurden bei einem V/III-Verhältnis von 45 und einem Reaktordruck von 900 mbar erzielt. Die Orientierung der für die Templates verwendeten Fremdsubstrate hat großen Einfluss auf die Oberflächenmorphologie. Eine leichte Fehlorientierung im Bereich von $0,3^\circ$ bis $0,6^\circ$ führt zu einer sehr guten Oberflächenmorphologie, die mit der von MOVPE-Schichten vergleichbar ist und daher wiederum ohne weitere Behandlung für das Wachstum von Bauelementen verwendet werden kann.

Unter den genannten Bedingungen ist die Abscheidung von Schichten mit einer Dicke von über $150\ \mu\text{m}$ möglich. Die hervorragende Kristallqualität dieser Schichten spiegelt sich beispielsweise in der niedrigen Ladungsträgerkonzentration von $7 \times 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ bei einer Beweglichkeit von $720\ \text{cm}^2/\text{Vs}$ wider. Röntgenmessungen zeigen eine Halbwertsbreite von nur 115 Bogensekunden, sofern die Verbreiterung der Messkurven durch eine Krümmung der Wafer außer Acht gelassen wird. Die Versetzungsdichte an der Oberfläche der Schichten ist gegenüber jener der Templates deutlich reduziert.

Insgesamt zeigt diese Arbeit zwei erfolgreiche Methoden zur Herstellung von GaN-Schichten mit geringer Versetzungsdichte auf. Einerseits kann durch die Strukturierung von Substraten die Defektdichte stark reduziert werden. Andererseits können mit dem HVPE-Verfahren qualitativ hochwertige GaN-Schichten mit großer Dicke hergestellt werden. Eine Kombination dieser beiden Verfahren ist ebenso möglich. Die hohe Kristallqualität der Quasisubstrate kann so auf dicke Schichten übertragen werden. Die hier geschilderten Ergebnisse demonstrieren die Eignung dieser Methoden für die Herstellung von GaN-Substraten und Quasisubstraten. Eine weitere Steigerung der Schichtdicke ist dennoch wünschenswert. Das limitierende Element ist dabei nicht der Wachstumsprozess der Wafer selbst, sondern sind parasitäre Depositionen im Reaktor. Diese Begrenzung muss durch Verbesserung des Reaktors überwunden werden. Dann sollte die Steigerung der Schichtdicke soweit möglich sein, dass aus den gewachsenen Kristallen einzelne GaN-Wafer geschnitten werden können. Diese können dann wiederum als Startsubstrate für die Züchtung neuer Kristalle eingesetzt werden. Dies hat den Vorteil, dass eine Entstehung von Verspannungen durch ein Fremdsubstrat ausgeschlossen ist und die Versetzungsdichte weiter gesenkt werden kann. Dieser Weg, welcher auf den Ergebnissen dieser Arbeit aufbauen kann, ist gegenwärtig der aussichtsreichste für die industrielle Fertigung hochwertiger GaN-Substrate.

Formelzeichen und Abkürzungen

Verwendete Formelzeichen

α	thermischer Ausdehnungskoeffizient
μ_D	Beweglichkeit von Versetzungen
θ	Drehwinkel
τ_0	Normspannung für Versetzungsbewegung
A	Fläche
A_F	Fläche der Maskenöffnung
\vec{b}	Burgersvektor
b	Breite
d	Versetzungsabstand
D	Diffusionskonstante
E_D	Aktivierungsenergie der Versetzungsbewegung
E_g	Bandabstand
E_F	Elastizitätsmodul der Epitaxieschicht
E_S	Elastizitätsmodul des Substrats
f	Maskenöffnung
\vec{g}	Beugungsvektor
h	Höhe
h_F	Dicke der Epitaxieschicht
h_S	Dicke des Substrats
k	Einbaukonstante
k_B	Boltzmann-Konstante
n	Materialkonzentration
r_0	Wachstumsrate bei unstrukturiertem Substrat
r_{eff}	effektive Wachstumsrate
R	Krümmungsradius

t	Lage der neutralen Achse
T	Temperatur
V_0	Geschwindigkeit der Versetzungen bei Normspannung

Abkürzungen

AFM	atomic force microscopy
CV-Messung	Kapazitäts-Spannungs-Messung
D ⁰ X	Donator-gebundenes Exziton
DB	Dichte der freien Bindungen
EPD	etch pit density
ELO	epitaxial lateral overgrowth
FET	Feldeffekt-Transistor
FACELO	facet controlled epitaxial lateral overgrowth
FX	freies Exziton
HVPE	hydride vapor phase epitaxy
KL	Kathodolumineszenz
LED	Leuchtdiode
LO	longitudinal-optische Phononen
LT-GaN	Niedertemperatur-GaN
LTVGR	lateral to vertical growth ratio
MBE	molecular beam epitaxy
MOCVD	metalorganic chemical vapor deposition
MOVPE	metalorganic vapor phase epitaxy
OF	Oberfläche
PEC	photo-electro chemical etching
PECVD	plasma-enhanced chemical vapor deposition
PL	Photolumineszenz
REM	Raster-Elektronenmikroskopie
RIE	reactive ion etching
SAG	selective area growth
sccm	Standard-Kubikzentimeter pro Minute
SCM	Raster-Kapazitäts-Mikroskopie
TEM	Transmissions-Elektronenmikroskopie
TMGa	Trimethyl-Gallium

Vorveröffentlichungen

1. T. Riemann, J. Christen, A. Kaschner, A. Hoffmann, C. Thomsen, M. Seyboth, F. Habel, R. Beccard, and M. Heuken, “Three-Dimensional Imaging of ELOG Growth Domains by Scanning Cathodoluminescence Tomography,” *phys. stat. sol. (a)*, vol. 188, no. 2, pp. 751–755, 2001.
2. M. Seyboth, S.-S. Schad, M. Scherer, F. Habel, C. Eichler, M. Kamp, and V. Schwegler, “Substrates for wide bandgap nitrides,” *J. Mat. Sci. Mat. in Electr.*, vol. 13, no. 11, pp. 659–664, 2002.
3. M. Seyboth, F. Habel, I. Daumiller, M. Neuburger, M. Kunze, and E. Kohn, “InGaN-Channels for Field Effect Transistor Application,” *Proc. Electronics Material Conference*, 2002. Santa Barbara, CA, USA.
4. U. Haboeck, A. Kaschner, A. Hoffmann, C. Thomsen, T. Riemann, A. Krtschil, J. Christen, A. Krost, M. Seyboth, and F. Habel, “Correlation of Surface Potential Free Carrier Concentration and Light Emission in ELO GaN Growth Domains,” *phys. stat. sol. (b)*, vol. 234, no. 3, pp. 911–914, 2002. Proc. International Workshop on Nitride Semiconductors, IWN 2002, Aachen, Germany.
5. C. Eichler, S. Schad, M. Seyboth, F. Habel, M. Scherer, S. Miller, A. Weimar, A. Lell, V. Härle, and D. Hofstetter, “Time resolved study of laser diode characteristics during pulsed operation,” *phys. stat. sol. (c)*, vol. 0, no. 7, pp. 2283–2286, 2003. Proc. 5th International Conference on Nitride Semiconductors, ICNS 5, Nara, Japan.
6. F. Habel and M. Seyboth, “Determination of dislocation density in epitaxially grown GaN using an HCl etching process,” *phys. stat. sol. (c)*, vol. 0, no. 7, pp. 2448–2451, 2003. Proc. 5th International Conference on Nitride Semiconductors, ICNS 5, Nara, Japan.

7. F. Habel and M. Seyboth, "Reduction of dislocation density and dislocation analysis of MOVPE grown GaN layers," *Proc. 10th European Workshop on Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy, EWMOVPE X*, Lecce, Italy, 2003.
8. S.-S. Schad, B. Neubert, M. Seyboth, F. Habel, C. Eichler, M. Scherer, P. Unger, W. Schmid, C. Karnutsch, and K. Streubel, "Absorption of guided modes in light emitting diodes," in *Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications VII* (E. Schubert, H. Yao, K. Linden, and D. MacGraw, eds.), vol. 4996, pp. 10–17, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., 2003.
9. B. Neubert, F. Habel, and F. Scholz, "Electroluminescence from GaInN Quantum Wells Grown on Non-(0001) Facets of Selectively Grown GaN Stripes," *GaN, AlN, InN and Their Alloys, Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, vol. 831, p. E11.32.1, 2005. MRS Fall Meeting, Boston, MA, USA.
10. E. Richter, C. Henning, M. Weyers, F. Habel, J.-D. Tsay, W.-Y. Liu, P. Brückner, F. Scholz, Y. Makarov, A. Segal, and J. Kaeppler, "Reactor and growth process optimization for growth of thick GaN layers on sapphire substrates by HVPE," *J. Crystal Growth*, vol. 277, no. 1–4, pp. 6–12, 2005.
11. F. Habel, P. Brückner, and F. Scholz, "Marker layers for the development of a multistep GaN FACELO process," *J. Crystal Growth*, vol. 272, no. 1-4, pp. 515–519, 2004. Proc. 12th International Conference on Metal Organic Vapor Phase Epitaxy, ICMOVPE XII, Lahaina, Hawaii, USA.
12. F. Habel, P. Brückner, J. Tsay, W. Liu, F. Scholz, D. Schmitz, A. Alam, and M. Heuken, "Hydride vapor phase epitaxial growth of thick GaN layers with improved surface flatness," *phys. stat. sol. (c)*, vol. 2, no. 7, pp. 2049–2052, 2005. Proc. International Workshop on Nitride Semiconductors, IWN 2004, Pittsburgh, PA, USA.
13. S.-S. Schad, B. Neubert, J. Brüning, C. Eichler, F. Habel, F. Scholz, P. Unger, and D. Hofstetter, "Absorption in InGaN-on-sapphire LED-structures: Comparison between Photocurrent Measurement Method (PMM) and Photothermal Deflection Spectroscopy (PDS)," in *Light Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications VIII* (S. Stockman, H. Yao, and E. Schubert, eds.), pp. 109–117, 2004. Proc. SPIE, vol. 5366.

14. S.-S. Schad, B. Neubert, C. Eichler, M. Scherer, F. Habel, M. Seyboth, F. Scholz, D. Hofstetter, P. Unger, W. Schmid, C. Karnutsch, and K. Streubel, "Absorption and Light Scattering in InGaN-on-Sapphire- and AlGaInP-Based Light-Emitting Diodes," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 10, pp. 2323–2332, 2004.
15. U. Haboeck, A. Hoffmann, T. Riemann, J. Christen, F. Habel, P. Brückner, and F. Scholz, "Evolution of the optical properties in thick HVPE GaN on sapphire," *Proc. International Workshop on Nitride Semiconductors, IWN 2004*. Pittsburgh, PA, USA, paper A11.2.
16. B. Neubert, P. Brückner, F. Habel, F. Scholz, T. Riemann, J. Christen, M. Beer, and J. Zweck, "GaInN quantum wells grown on facets of selectively grown GaN stripes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 18, pp. 182111–182113, 2005.
17. B. Neubert, F. Habel, P. Brückner, F. Scholz, M. Schirra, M. Feneberg, K. Thonke, T. Riemann, J. Christen, M. Beer, J. Zweck, G. Moutchnik, and M. Jetter, "Characteristics of GaInN quantum wells grown on non-(0001) facets of selectively grown GaN stripes," *Proc. 11th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy, Lausanne, Switzerland*, 2005.
18. B. Neubert, F. Habel, P. Brückner, F. Scholz, M. Schirra, M. Feneberg, K. Thonke, T. Riemann, J. Christen, M. Beer, J. Zweck, G. Moutchnik, and M. Jetter, "Investigations on local Ga and In incorporation of GaInN quantum wells on facets of selectively grown GaN stripes," *phys. stat. sol. (c)*, vol. 3, no. 6, pp. 1587–1590, 2006. Proc. 6th International Conference on Nitride Semiconductors, ICNS 6, Bremen, Germany, 2005.
19. F. Scholz, P. Brückner, F. Habel, M. Peter, and K. Köhler, "Improved GaN layer morphology by hydride vapor phase epitaxy on misoriented Al₂O₃ wafers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 18, pp. 181902–181904, 2005.
20. P. Brückner, F. Habel, and F. Scholz, "HVPE growth of high quality GaN layers," *phys. stat. sol. (c)*, vol. 3, no. 6, pp. 1471–1474, 2006. Proc. 6th International Conference on Nitride Semiconductors, ICNS 6, Bremen, Germany, 2005.
21. P. Brückner, M. Feneberg, K. Thonke, F. Habel, and F. Scholz, "High quality GaN layers grown on slightly miscut sapphire wafers," *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, vol. 892, FF21, pp. 04.1–04.6, 2005. MRS Fall Meeting, Boston, MA, USA.

22. F. Habel, M. Seyboth, R. Beccard, and M. Heuken, "HVPE auf strukturierten Substraten," *16. DGKK-Workshop „Epitaxie von III/V-Halbleitern“*, Berlin, Germany, 2001.
23. F. Habel and M. Seyboth, "Defektanalyse von GaN-ELOG Strukturen mit Hilfe von HCl-Ätzprozessen," *17. DGKK-Workshop „Epitaxie von III/V-Halbleitern“*, Magdeburg, Germany, 2002.
24. J. Tsay, W. Liu, F. Habel, F. Scholz, and M. Heuken, "Untersuchungen zu Trägergaszusammensetzung und Druck beim HVPE Wachstum von GaN," *18. DGKK-Workshop „Epitaxie von III/V-Halbleitern“*, Bremen, Germany, 2003.
25. P. Brückner, F. Habel, and F. Scholz, "Ausbildung unterschiedlicher Kristallflächen bei der selektiven Epitaxie von GaN," *18. DGKK-Workshop „Epitaxie von III/V-Halbleitern“*, Bremen, Germany, 2003.
26. B. Neubert, F. Habel, P. Brückner, F. Scholz, T. Riemann, and J. Christen, "Elektrolumineszenz von GaInN-Quantenfilmen auf Facetten von selektiv gewachsenen GaN-Streifen," *19. DGKK-Workshop „Epitaxie von III/V-Halbleitern“*, Freiburg i. Br., Germany, 2004.
27. P. Brückner, F. Habel, and F. Scholz, "Epitaxie von defektreduzierten GaN Schichten," *19. DGKK-Workshop „Epitaxie von III/V-Halbleitern“*, Freiburg i. Br., Germany, 2004.
28. P. Brückner, M. Feneberg, K. Thonke, F. Habel, and F. Scholz, "Selbstseparation von dicken HVPE GaN-Schichten," *20. DGKK-Workshop „Epitaxie von III/V-Halbleitern“*, Duisburg, Germany, 2005.

Literaturverzeichnis

- [1] S. Nakamura and G. Fasol, *The blue laser diode: GaN based light emitters and lasers*. Springer-Verlag, 1997. ISBN 3-540-61590-3.
- [2] K. J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik*. Springer Verlag, 1992. ISBN 3-540-54655-3.
- [3] M. A. Khan, A. Bhattacharai, J. N. Kuznia, and D. T. Olson, “High electron mobility transistor based on a GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunction,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, no. 9, pp. 1214–1215, 1993.
- [4] M. A. Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, W. J. Schaff, J. W. Burm, and M. S. Shur, “Microwave performance of a 0.25 μm gate AlGa_xN/GaN heterostructure field effect transistor,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 9, pp. 1121–1123, 1994.
- [5] U. K. Mishra, P. Parikh, and Y. F. Wu, “AlGa_xN/GaN-HEMTs – an overview of device operation and applications,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 90, no. 6, pp. 1022–1031, 2002.
- [6] A. Chini, D. Buttari, R. Coffie, S. Heikman, S. Keller, and U. K. Mishra, “12 W/mm power density AlGa_xN/GaN HEMTs on sapphire substrates,” *Electronics Letters*, vol. 40, no. 1, pp. 73–74, 2004.
- [7] S. Yamaguchi, M. Kariya, S. Nitta, T. Takeuchi, C. Wetzel, H. Amano, and I. Akasaki, “Observation of photoluminescence from Al_{1-x}In_xN heteroepitaxial films grown by metalorganic vapor phase epitaxy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 6, pp. 830–832, 1998.
- [8] M. Kariya, S. Nitta, S. Yamaguchi, T. Kashima, H. Kato, H. Amano, and I. Akasaki, “Structural characterization of Al_{1-x}In_xN lattice-matched to GaN,” *J. Crystal Growth*, vol. 209, no. 2–3, pp. 419–423, 2000.

- [9] S. Yamaguchi, M. Kariya, S. Nitta, H. Kato, T. Takeuchi, C. Wetzel, H. Amano, and I. Akasaki, "Structural and optical properties of AlInN and AlGaInN on GaN grown by metalorganic vapor phase epitaxy," *J. Crystal Growth*, vol. 195, no. 1–4, pp. 309–313, 1998.
- [10] J. S. Huang, X. Dong, X. D. Luo, D. B. Li, X. L. Liu, Z. Y. Xu, and W. K. Ge, "Growth temperature effect on the optical and material properties of $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$ epilayers grown by MOCVD," *J. Crystal Growth*, vol. 247, no. 1–2, pp. 84–90, 2003.
- [11] J. F. Carlin and M. Ilegems, "High-quality AlInN for high index contrast Bragg mirrors lattice matched to GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, no. 4, pp. 668–670, 2003.
- [12] O. Katz, D. Mistele, B. Meyler, G. Bahir, and J. Salzman, "InAlN/GaN heterostructure field-effect transistor DC and small-signal characteristics," *Electronics Letters*, vol. 40, no. 20, pp. 1304–1306, 2004.
- [13] H. Morkoç, S. Strite, G. B. Gao, M. E. Lin, B. Sverdlov, and M. Burns, "Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies," *J. Appl. Phys.*, vol. 76, no. 3, pp. 1363–1398, 1994.
- [14] F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides," *Phys. Rev. B*, vol. 56, no. 16, pp. R10024–R10027, 1997.
- [15] A. Hangleiter, J. S. Im, H. Kollmer, S. Heppel, J. Off, and F. Scholz, "The role of piezoelectric fields in GaN-based quantum wells," *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*, vol. 3, no. 15, 1998.
- [16] O. Ambacher, R. Dimitrov, M. Stutzmann, B. E. Foutz, M. J. Murphy, J. A. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Chumbes, B. Green, A. J. Sierakowski, W. J. Shaff, and L. F. Eastman, "Role of Spontaneous and Piezoelectric Polarization Induced Effects in Group-III Nitride Based Heterostructures and Devices," *phys. stat. sol. (b)*, vol. 216, no. 1, pp. 381–389, 1999.
- [17] S. Miyoshi, K. Onabe, N. Ohkouchi, H. Yaguchi, R. Ito, S. Fukatsu, and Y. Shiraki, "MOVPE growth of cubic GaN on GaAs using dimethylhydrazine," *J. Crystal Growth*, vol. 124, no. 1–4, pp. 439–442, 1992.
- [18] M. J. Paisley, Z. Sitar, J. B. Posthill, and R. F. Davis, "Growth of cubic phase gallium nitride by modified molecular-beam epitaxy," *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 7, no. 3, pp. 701–705, 1989.

- [19] T. Lei, T. D. Moustakas, R. J. Graham, Y. He, and S. J. Berkowitz, "Epitaxial growth and characterization of zinc-blende gallium nitride on (001) silicon," *J. Appl. Phys.*, vol. 71, no. 10, pp. 4933–4943, 1992.
- [20] S. Strite, J. Ruan, Z. Li, A. Salvador, H. Chen, D. J. Smith, W. J. Choyke, and H. Morkoç, "An investigation of the properties of cubic GaN grown on GaAs by plasma-assisted molecular-beam epitaxy," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 9, no. 4, pp. 1924–1929, 1991.
- [21] N. Kuwano, Y. Nagatomo, K. Kobayashi, K. Oki, S. Miyoshi, H. Yaguchi, K. Onabe, and Y. Shiraki, "Transmission electron microscope observation of cubic GaN grown by metalorganic vapor phase epitaxy with dimethylhydrazine on (001) GaAs," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 33, no. 1A, pp. 18–22, 1994.
- [22] H. Tsuchiya, K. Sunaba, T. Suemasu, and F. Hasegawa, "Growth condition dependence of GaN crystal structure on (001) GaAs by hydride vapor-phase epitaxy," *J. Crystal Growth*, vol. 189/190, pp. 395–400, 1998.
- [23] M. Lada, A. G. Cullis, P. J. Parbrook, and M. Hopkinson, "Metastable rocksalt phase in epitaxial GaN on sapphire," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, no. 14, pp. 2808–2810, 2003.
- [24] F. Xu, Y. Xie, X. Zhang, S. Zhang, and L. Shi, "A benzene-thermal metathesis route to pure metastable rocksalt GaN," *New. J. Chem.*, vol. 27, no. 3, pp. 565–567, 2003.
- [25] M. Ueno, M. Yoshida, A. Onodera, O. Shimomura, and K. Takemura, "Stability of the wurtzite-type structure under high pressure: GaN and InN," *Phys. Rev. B*, vol. 49, no. 1, pp. 14–21, 1994.
- [26] H. Beneking, *Halbleiter-Technologie: eine Einführung in die Prozesstechnik von Silizium und III-V-Verbindungen*. Teuber Verlag, 1991. ISBN 3-519-06133-3.
- [27] I. Grzegory and S. Porowski, "High pressure solution growth of GaN and related compounds," in *Gallium Nitride and Related Semiconductors*, ch. B1.1, pp. 359–366, INSPEC, 1999.
- [28] I. Barin, *Thermochemical Data of Pure Substances, Part I/II*. VCH, 1994. ISBN 3-527-28745-0.
- [29] W. Utsumi, H. Saitoh, H. Kaneko, T. Watanuki, K. Aoki, and O. Shimomura, "Congruent melting of gallium nitride at 6 GPa and its application to single-crystal growth," *Nature materials*, vol. 2, pp. 735–738, 2003.

- [30] S. Porowski, "Bulk and homoepitaxial GaN-growth and characterisation," *J. Crystal Growth*, vol. 189/190, pp. 153–158, 1998.
- [31] V. A. Sukhoveyev, V. A. Ivantsov, I. P. Nikitina, A. I. Babanin, A. Y. Polyakov, A. V. Govorkov, N. B. Smirnov, M. G. Mil'vidskii, and V. A. Dmitriev, "GaN 20-mm diameters ingots grown from melt-solution by seeded technique," *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*, vol. 5S1, no. W6.6, 1999.
- [32] R. P. Vaudo, X. Xu, C. Loria, A. D. Salant, J. S. Flynn, and G. R. Brandes, "GaN Boule Growth: A Pathway to GaN Wafers with Improved Material Quality," *phys. stat. sol. (a)*, vol. 194, no. 2, pp. 494–497, 2002.
- [33] M. Kamp, "GaN-based light emitters - epitaxy, technology and devices." Habilitationsschrift, Universität Ulm, 2001.
- [34] Y. S. Park, "Current status of group III-Nitride semiconductors and future prospects," *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 34, pp. 199–219, 1999.
- [35] K. Dovidenko, S. Oktyabrsky, J. Narayan, and M. Razeghi, "Aluminium nitride films on different orientations of sapphire and silicon," *J. Appl. Phys.*, vol. 79, no. 5, pp. 2439–2445, 1996.
- [36] S. D. Lester, F. A. Ponce, M. G. Craford, and D. A. Steigerwald, "High dislocation density in high efficiency GaN-based light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, no. 10, pp. 1249–1251, 1995.
- [37] M. Iwaya, T. Takeuchi, S. Yamaguchi, C. Wetzel, H. Amano, and I. Akasaki, "Reduction of etch pit density in organometallic vapor phase epitaxy-grown GaN on sapphire by insertion of a low-temperature-deposited buffer layer," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 37, no. 3B, pp. L316–L318, 1998.
- [38] H. Ishikawa, G. Y. Zhao, N. Nakada, T. Egawa, T. Jimbo, and M. Umeno, "GaN on Si substrate with AlGa_N/AlN intermediate layer," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, no. 5A, pp. L492–L494, 1999.
- [39] C. F. Lin, H. C. Cheng, G. C. Chi, M. S. Feng, J. D. Guo, J. Minghuang Hong, and C. Y. Chen, "Growth and characterisations of GaN on SiC substrates with buffer layers," *J. Appl. Phys.*, vol. 82, no. 5, pp. 2378–2382, 1997.

- [40] A. Watanabe, T. Takeuchi, K. Hirosawa, H. Amano, K. Hiramatsu, and I. Akasaki, "The growth of single crystalline GaN on a Si substrate using AlN as an intermediate layer," *J. Crystal Growth*, vol. 128, no. 1-4, pp. 391–396, 1993.
- [41] S. I. Molina, A. M. Sánchez, F. J. Pacheco, R. García, M. A. Sánchez-García, F. J. Sánchez, and E. Calleja, "The effect of Si doping on the defect structure of GaN/AlN/Si(111)," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 22, pp. 3362–3364, 1999.
- [42] A. Strittmatter, A. Krost, M. Straßburg, V. Türck, D. Bimberg, J. Bläsing, and J. Christen, "Low-pressure metal organic chemical vapor deposition of GaN on silicon (111) using an AlAs nucleation layer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 9, pp. 1242–1244, 1999.
- [43] N. P. Kobayashi, J. T. Kobayashi, P. D. Dapkus, W. J. Choi, A. E. Bond, X. Zhang, and D. H. Rich, "GaN growth on Si(111) substrate using oxidized AlAs as an intermediate layer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 24, pp. 3569–3571, 1997.
- [44] Y. Nakada, I. Aksenov, and H. Okumura, "GaN heteroepitaxial growth on silicon nitride buffer layers formed on Si(111) surfaces by plasma-assisted molecular beam epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 6, pp. 827–829, 1998.
- [45] A. Vescan, J. D. Brown, J. W. Johnson, R. Therrien, T. Gehrke, P. Rajagopal, J. C. Roberts, S. Singhal, W. Nagy, R. Borges, E. Piner, and K. Linthicum, "AlGaIn/GaN HFETs on 100 mm Silicon Substrates for Commercial Wireless Applications," *phys. stat. sol. (c)*, vol. 0, no. 1, pp. 52–56, 2002.
- [46] S. Guha and N. A. Bojarczuk, "Ultraviolet and violet GaN light emitting diodes on silicon," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 4, pp. 415–417, 1998.
- [47] K. Motoki, T. Okahisa, S. Nakahata, N. Matsumoto, H. Kimura, H. Kasai, K. Takemoto, K. Uematsu, M. Ueno, Y. Kumagai, A. Koukitu, and H. Seki, "Growth and characterization of freestanding GaN substrates," *J. Crystal Growth*, vol. 237–239, no. 2, pp. 912–921, 2002.
- [48] K. Motoki, T. Okahisa, S. Nakahata, N. Matsumoto, H. Kimura, H. Kasai, K. Takemoto, K. Uematsu, M. Ueno, Y. Kumagai, A. Koukitu, and H. Seki, "Preparation of large GaN substrates," *Materials Science and Engineering*, vol. B93, no. 1–3, pp. 123–130, 2002.

- [49] F. Hasegawa, M. Minami, K. Sunaba, and T. Suemasu, “Thick and smooth hexagonal GaN growth on GaAs (111) substrates at 1000°C with halide vapor phase epitaxy,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, no. 7A, pp. L700–L702, 1999.
- [50] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*. R. Oldenbourg Verlag, 1996. ISBN 3-486-23596-6.
- [51] S. M. Hu, “Misfit dislocations and critical thickness of heteroepitaxy,” *J. Appl. Phys.*, vol. 69, no. 11, pp. 7901–7903, 1991.
- [52] S. Kaiser, H. Peters, W. Gebhardt, O. Ambacher, H. Angerer, M. Stutzmann, A. Rosenauer, and D. Gerthsen, “Quantitative transmission electron microscopy investigation of the relaxation by misfit dislocations confined at the interface of GaN/Al₂O₃(0001),” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 37, no. 1, pp. 84–89, 1998.
- [53] T. Yang, K. Uchida, T. Mishima, J. Kasai, and J. Gotoh, “Control of initial nucleation by reducing the V/III ratio during the early stages of GaN growth,” *phys. stat. sol. (a)*, vol. 180, no. 1, pp. 45–50, 2000.
- [54] F. A. Ponce, “Structural defects and materials performance of the III-V nitrides,” in *Group III nitride semiconductor compounds - physics and applications*, pp. 123–157, Oxford University Press Inc., New York, 1998.
- [55] P. Haasen, *Physikalische Metallkunde*. Springer Verlag, 1994. ISBN 3-540-57210-4.
- [56] J. S. Speck and S. J. Rosner, “The role of threading dislocations in the physical properties of GaN and its alloys,” *Physica B*, vol. 273–274, pp. 24–32, 1999.
- [57] X. H. Wu, C. R. Elsass, A. Abare, M. Mack, S. Keller, P. M. Petroff, S. P. DenBaars, and J. S. Speck, “Structural origin of V-defects and correlation with localized excitonic centers in InGaN/GaN multiple quantum wells,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 6, pp. 692–694, 1998.
- [58] O. Contreras, F. A. Ponce, J. Christen, A. Dadgar, and A. Krost, “Dislocation annihilation by silicon delta-doping in GaN epitaxy on Si,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 25, pp. 4712–4714, 2002.
- [59] T. Sugahara, H. Sato, M. Hao, Y. Naoi, S. Kurai, S. Tottori, K. Yamashita, K. Nishino, L. T. Romano, and S. Sakai, “Direct Evidence that Dislocations are Non-Radiative Recombination Centers in GaN,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 37, no. 4A, pp. L398–L400, 1998.

- [60] S. J. Rosner, G. Girolami, H. Marchand, P. T. Fini, J. P. Ibbetson, L. Zhao, S. Keller, U. K. Mishra, S. P. DenBaars, and J. S. Speck, "Cathodoluminescence mapping of epitaxial lateral overgrowth in gallium nitride," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 14, pp. 2035–2037, 1999.
- [61] J. Elsner, R. Jones, P. K. Sitch, V. D. Porezag, M. Elstner, T. Frauenheim, M. I. Heggie, S. Öberg, and P. R. Briddon, "Theory of Threading Edge and Screw Dislocations in GaN," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, no. 19, pp. 3672–3675, 1997.
- [62] J. Elsner, R. Jones, M. I. Heggie, P. K. Sitch, M. Haugk, T. Frauenheim, S. Öberg, and P. R. Briddon, "Deep acceptors trapped at threading-edge dislocations in GaN," *Phys. Rev. B*, vol. 58, no. 19, pp. 12571–12574, 1998.
- [63] A. F. Wright and U. Grossner, "The effect of doping and growth stoichiometry on the core structure of a threading edge dislocation in GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 19, pp. 2751–2753, 1998.
- [64] P. J. Hansen, Y. E. Strausser, A. N. Erickson, E. J. Tarsa, P. Kozodoy, E. G. Brazel, J. P. Ibbetson, U. Mishra, V. Narayanamurti, S. P. DenBaars, and J. S. Speck, "Scanning capacitance microscopy imaging of threading dislocations in GaN films grown on (0001) sapphire by metalorganic chemical vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 18, pp. 2247–2249, 1998.
- [65] N. G. Weimann, L. F. Eastman, D. Doppalapudi, H. M. Ng, and T. D. Moustakas, "Scattering of electrons at threading dislocations in GaN," *J. Appl. Phys.*, vol. 83, no. 7, pp. 3656–3659, 1998.
- [66] D. C. Look and J. R. Sizelove, "Dislocation scattering in GaN," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, no. 6, pp. 1237–1240, 1999.
- [67] R. P. Joshi, S. Viswanadha, B. Jogai, P. Shah, and R. D. del Rosario, "Analysis of dislocation scattering on electron mobility in GaN high electron mobility transistors," *J. Appl. Phys.*, vol. 93, no. 12, pp. 10046–10052, 2003.
- [68] P. Kozodoy, J. P. Ibbetson, H. Marchand, P. T. Fini, J. S. Speck, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "Electrical characterization of GaN p-n junctions with and without threading dislocations," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 7, pp. 975–977, 1998.
- [69] J. W. P. Hsu, M. J. Manfra, R. J. Molnar, B. Heying, and J. S. Speck, "Direct imaging of reverse-bias leakage through pure screw dislocations in GaN films grown by molecular beam epitaxy on GaN templates," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 1, pp. 79–81, 2002.

- [70] M. Hansen, P. T. Fini, L. Zhao, A. Abare, L. A. Coldren, J. Speck, and S. P. DenBaars, "Improved Characteristics of InGaN Multi-Quantum-Well Laser Diodes Grown on Laterally Epitaxially Overgrown GaN on Sapphire," *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*, vol. 5S1, no. W1.3, 2000.
- [71] K. K. Chu, P. C. Chao, M. T. Pizzella, R. Actis, D. E. Meharry, K. B. Nichols, R. P. Vaudo, X. Xu, J. S. Flynn, J. Dion, and G. R. Brandes, "9.4-W/mm Power Density AlGaIn-GaN HEMTs on Free-Standing GaN Substrates," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 25, no. 9, pp. 596–598, 2004.
- [72] S. Tomiya, H. Nakajima, K. Funato, T. Miyajima, K. Kobayashi, T. Hino, S. Kijima, T. Asano, and M. Ikeda, "Dislocations in GaN-based laser diodes on Epitaxial Lateral Overgrown GaN layers," *phys. stat. sol. (a)*, vol. 188, no. 1, pp. 69–72, 2001.
- [73] T. Tojyo, T. Asano, M. Takeya, T. Hino, S. Kijima, S. Goto, S. Uchida, and M. Ikeda, "GaN-based high power blue-violet laser diodes," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 40, no. 5A, pp. 3206–3210, 2001.
- [74] C. Y. Hsu, W. H. Lan, and Y. C. S. Wu, "Effect of thermal annealing of Ni/Au ohmic contact on the leakage current of GaN based light emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, no. 12, pp. 2447–2449, 2003.
- [75] L. Sugiura, "Dislocation motion in GaN light-emitting devices and its effect on device lifetime," *J. Appl. Phys.*, vol. 81, no. 4, pp. 1633–1638, 1996.
- [76] DIN 50454–1, "Prüfung von Materialien für die Halbleitertechnologie - Bestimmung der Versetzungsätzgrubendichte in Einkristallen von III-V-Verbindungshalbleitern - Teil 1: Galliumarsenid," 2000.
- [77] DIN 50454–2, "Prüfung von Materialien für die Halbleitertechnologie - Bestimmung der Versetzungsätzgrubendichte in Einkristallen von III-V-Verbindungshalbleitern - Teil 2: Indiumphosphid," 1994.
- [78] J. L. Weyher, P. D. Brown, J. L. Rouviere, T. Wosinski, A. R. A. Zauner, and I. Grzegory, "Recent advances in defect-selective etching of GaN," *J. Crystal Growth*, vol. 210, no. 1–3, pp. 151–156, 2000.
- [79] C. Youtsey, L. T. Romano, R. J. Molnar, and I. Adesida, "Rapid evaluation of dislocation densities in n-type GaN films using photoenhanced wet etching," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 23, pp. 3537–3539, 1999.

- [80] C. Youtsey and I. Adesida, “Highly anisotropic photoenhanced wet etching of n-type GaN,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 15, pp. 2151–2153, 1997.
- [81] K. Engl und J. Zweck, 2003. Labor für Elektronenmikroskopie, Universität Regensburg, TEM-Aufnahmen.
- [82] F. A. Ponce, D. Cherns, W. T. Young, and J. W. Steeds, “Characterization of dislocations in GaN by transmission electron diffraction and microscopy techniques,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 6, pp. 770–772, 1996.
- [83] B. Heying, X. H. Wu, S. Keller, Y. Li, D. Kapolnek, B. P. Keller, S. P. DenBaars, and J. S. Speck, “Role of threading dislocation structure on the x-ray diffraction peak widths in epitaxial GaN films,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 5, pp. 643–645, 1995.
- [84] T. Metzger, R. Höpler, E. Born, O. Ambacher, M. Stutzmann, R. Stömmer, M. Schuster, H. Göbel, S. Christiansen, M. Albrecht, and H. P. Strunk, “Defect structure of epitaxial GaN films determined by transmission electron microscopy and triple-axis X-ray diffractometry,” *Philosophical Magazine A*, vol. 77, no. 4, pp. 1013–1025, 1998.
- [85] S. R. Lee, A. M. West, A. A. Allerman, K. E. Waldrip, D. M. Follstaedt, P. P. Provencio, and D. D. Koleske, “Effect of threading dislocations on the Bragg peakwidths of GaN, AlGaIn and AlN heterolayers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 24, pp. 241904–241906, 2005.
- [86] A. Pelzmann, M. Mayer, C. Kirchner, D. Sowada, T. Rotter, M. Kamp, K. J. Ebeling, S. Christiansen, M. Albrecht, H. P. Strunk, B. Holländer, and S. Mantl, “Determination of the dislocation densities in GaN on c-oriented sapphire,” *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*, vol. 1, no. 40, 1996.
- [87] V. Kirchner, M. Fehrer, S. Figge, H. Heinke, S. Einfeldt, D. Hommel, H. Selke, and P. L. Ryder, “Correlations between Structural, Electrical and Optical Properties of GaN Layers Grown by Molecular Beam Epitaxy,” *phys. stat. sol. (b)*, vol. 216, no. 1, pp. 659–662, 1999.
- [88] T. Hino, S. Tomiya, T. Miyajima, K. Yanashima, S. Hashimoto, and M. Ikeda, “Characterization of threading dislocations in GaN epitaxial layers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 23, pp. 3421–3423, 2000.

- [89] T. Miyajima, T. Hino, S. Tomiya, K. Yanashima, H. Nakajima, T. Araki, Y. Nanishi, A. Satake, Y. Masumoto, K. Akimoto, T. Kobayashi, and M. Ikeda, "Threading Dislocations and Optical Properties of GaN and GaInN," *phys. stat. sol. (b)*, vol. 228, no. 2, pp. 395–402, 2001.
- [90] BMBF-Verbundprojekt „Neue Wege zur Speicherung und Visualisierung von Informationen“, Teilvorhaben „Entwicklung langlebiger GaN-basierender Laserdioden“. Förderkennzeichen 01 BS 151.
- [91] M. Akiyama, Y. Kawarada, and K. Kaminishi, "Growth of GaAs on Si by MOVCD," *J. Crystal Growth*, vol. 68, no. 1, pp. 21–26, 1984.
- [92] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, and Y. Toyoda, "Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, no. 5, pp. 353–355, 1986.
- [93] S. Nakamura, "GaN Growth Using GaN Buffer Layer," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 30, no. 10A, pp. L1705–L1707, 1991.
- [94] A. P. Grzegorzczak, L. Macht, P. R. Hageman, J. L. Weyher, and P. K. Larsen, "Influence of the nucleation layer morphology and epilayer structure on the resistivity of GaN films grown on c-plane sapphire by MOCVD," *J. Crystal Growth*, vol. 273, no. 3–4, pp. 424–430, 2005.
- [95] T. W. Weeks, M. D. Bremser, K. S. Ailey, E. Carlson, W. G. Perry, and R. F. Davis, "GaN thin films deposited via organometallic vapor phase epitaxy on α (6H)-SiC(0001) using high-temperature monocrystalline AlN buffer layers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no. 3, pp. 401–403, 1995.
- [96] K. Lee and K. Auh, "Dislocation Density of GaN Grown by Hydride Vapor Phase Epitaxy," *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*, vol. 6, no. 9, 2001.
- [97] S. K. Mathis, A. E. Romanov, L. F. Chen, G. E. Beltz, W. Pompe, and J. S. Speck, "Modeling of Threading Dislocation Reduction in Growing GaN layers," *phys. stat. sol. (a)*, vol. 179, no. 1, pp. 125–145, 2000.
- [98] B. Beaumont, P. Vennéguès, and P. Gibart, "Epitaxial Lateral Obergrowth of GaN," *phys. stat. sol. (b)*, vol. 227, no. 1, pp. 1–43, 2001.
- [99] G. B. Stringfellow, *Organometallic Vapor-Phase epitaxy: Theory and Practice*. Academic Press, 1999. ISBN 0-12-673842-4.

- [100] R. W. McClelland, C. O. Bozler, and J. C. C. Fan, "A technique for producing epitaxial films on reusable substrates," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 37, no. 6, pp. 560–562, 1980.
- [101] R. P. Gale, R. W. McClelland, J. C. C. Fan, and C. O. Bozler, "Lateral epitaxial overgrowth of GaAs by organometallic chemical vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 41, no. 6, pp. 545–547, 1982.
- [102] P. Vohl, C. O. Bozler, R. W. McClelland, A. Chu, and A. J. Strauss, "Lateral growth of single-crystal InP over dielectric films by orientation-dependent VPE," *J. Crystal Growth*, vol. 56, no. 2, pp. 410–422, 1982.
- [103] L. Jastrzebski, "SOI by CVD: Epitaxial Lateral Overgrowth (ELO) process – Review," *J. Crystal Growth*, vol. 63, no. 3, pp. 493–526, 1983.
- [104] T. Akasaka, S. Ando, T. Nishida, H. Saito, and N. Kobayashi, "Room-temperature lasing of InGaN multiquantum-well hexagonal microfacet lasers by current injection," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 10, pp. 1414–1416, 2001.
- [105] D. Ottenwalder, "Untersuchungen zur selektiven Epitaxie im Halbleitersystem GaIn(As,P)." Dissertation, Universität Stuttgart, 1996.
- [106] H. Yamazaki, Y. Sakata, M. Yamaguchi, Y. Inomoto, and K. Komatsu, "Low drive voltage (1.5Vp.p.) and higher power DFB-LD/modulator integrated light sources using bandgap energy controlled selective MOVPE," *Electronic Letters*, vol. 32, no. 2, pp. 109–111, 1996.
- [107] K. T. Campbell, C. H. Joyner, C. W. Ebert, A. Robertson, D. P. Wilt, and J. L. Zilko, "Enabling Terabit Systems through MOVPE," *J. Crystal Growth*, vol. 225, no. 2–4, pp. 391–396, 2001.
- [108] Y. Kato, S. Kitamura, K. Hiramatsu, and N. Sawaki, "Selective growth of wurtzite GaN and Al_xGa_{1-x}N on GaN/sapphire substrates by metalorganic vapor phase epitaxy," *J. Crystal Growth*, vol. 144, no. 3–4, pp. 133–140, 1994.
- [109] P. Vennéguès, B. Beaumont, V. Bousquet, M. Vaille, and P. Gibart, "Reduction mechanisms for defect densities in GaN using one- or two-step epitaxial lateral overgrowth methods," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 9, pp. 4175–4181, 2000.
- [110] D. Pribat, B. Gérard, M. Dupuy, and P. Legagneux, "High quality GaAs on Si by conformal growth," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, no. 17, pp. 2144–2146, 1992.

- [111] O. Parillaud, E. Gil-Lafon, B. Gérard, P. Etienne, and D. Pribat, “High quality InP on Si by conformal growth,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 19, pp. 2654–2656, 1996.
- [112] 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,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 18, pp. 2638–2640, 1997.
- [113] K. Hiramatsu, K. Nishiyama, M. Onishi, H. Mitzutani, M. Narukawa, A. Motogaito, H. Miyake, Y. Iyechika, and T. Maeda, “Fabrication and characterization of low defect density GaN using facet-controlled epitaxial lateral overgrowth (FACELO),” *J. Crystal Growth*, vol. 221, no. 1–4, pp. 316–326, 2000.
- [114] B. Beaumont, V. Bousquet, P. Vennéguès, M. Vaille, A. Bouillé, P. Gibart, S. Dassonneville, A. Amokrane, and B. Sieber, “A Two-Step Method for Epitaxial Lateral Overgrowth of GaN,” *phys. stat. sol. (a)*, vol. 176, no. 1, pp. 567–571, 1999.
- [115] V. Bousquet, P. Vennéguès, B. Beaumont, M. Vaille, and P. Gibart, “TEM-Study of the Behavior of Dislocations during ELO of GaN,” *phys. stat. sol. (b)*, vol. 216, no. 1, pp. 691–695, 1999.
- [116] A. Strittmatter, S. Rodt, L. Reißmann, D. Bimberg, H. Schröder, E. Obermeier, T. Riemann, J. Christen, and A. Krost, “Maskless epitaxial lateral overgrowth of GaN layers on structured Si(111) substrates,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, no. 6, pp. 727–729, 2001.
- [117] R. F. Davis, T. Gehrke, K. J. Linthicum, P. Rajagopal, A. M. Roskowski, T. Zheleva, E. A. Preble, C. A. Zorman, M. Mehregany, U. Schwarz, J. Schuck, and R. Grober, “Review of Pendeo-Epitaxial Growth and Characterization of Thin Films of GaN and AlGaN Alloys on 6H-SiC(0001) and Si(111) Substrates,” *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*, vol. 6, no. 14, 2001.
- [118] T. S. Zheleva, S. A. Smith, D. B. Thomson, T. Gehrke, K. J. Linthicum, P. Rajagopal, E. Carlson, W. M. Ashmawi, and R. F. Davis, “Pendeo-Epitaxy – A New Approach for Lateral Growth of Gallium Nitride Structures,” *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*, vol. 4S1, no. G3.38, 1999.
- [119] I. H. Kim, C. Sone, O. H. Nam, Y. J. Park, and T. Kim, “Crystal tilting in GaN grown by pendeoepitaxy method on sapphire substrate,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 26, pp. 4109–4111, 1999.

- [120] T. Akasaka, Y. Kobayashi, S. Ando, and N. Kobayashi, "GaN hexagonal microprisms with smooth vertical facets fabricated by selective metalorganic vapor phase epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 15, pp. 2196–2198, 1997.
- [121] K. Hiramatsu, K. Nishiyama, A. Motogaito, H. Miyake, Y. Iyechika, and T. Maeda, "Recent progress in selective area growth and epitaxial lateral overgrowth of III-Nitrides: Effects of reactor pressure in MOVPE growth," *phys. stat. sol. (a)*, vol. 176, no. 1, pp. 535–543, 1999.
- [122] R. Azoulay, D. Remiens, L. Menigaux, and L. Dugrand, "Application of organometallic vapor phase epitaxy on patterned substrates for a new monolithic laser waveguide butt coupling technique," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, no. 19, pp. 1857–1859, 1989.
- [123] R. Bhat, C. E. Zah, C. Caneau, M. A. Koza, S. G. Menocal, S. A. Schwarz, and F. J. Favire, "Orientation-dependent doping in organometallic chemical vapor deposition on nonplanar InP substrates: Application to double-heterostructure lasers and lateral p-n junction arrays," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, no. 17, pp. 1691–1693, 1990.
- [124] Y. D. Galeuchet, P. Roentgen, and V. Graf, "GaInAs/InP selective area metalorganic vapor phases epitaxy for one-step-grown buried low-dimensional structures," *J. Appl. Phys.*, vol. 68, no. 2, pp. 560–568, 1990.
- [125] N. Nordell and J. Borglind, "MOVPE growth of InP around reactive ion etched mesas," *J. Crystal Growth*, vol. 114, no. 1–2, pp. 92–98, 1991.
- [126] F. Habel, P. Brückner, and F. Scholz, "Marker layers for the development of a multistep GaN FACELO process," *J. Crystal Growth*, vol. 272, no. 1-4, pp. 515–519, 2004. Proc. 12th International Conference on Metal Organic Vapor Phase Epitaxy, ICMOVPE XII, Lahaina, Hawaii, USA.
- [127] P. Brückner, "Einfluss der Prozessparameter beim epitaktischen Überwachsen von strukturierten GaN-Schichten mittels MOVPE." Diplomarbeit, Universität Ulm, 2004.
- [128] C. C. Mitchell, M. E. Coltrin, and J. Han, "Mass transport in the epitaxial lateral overgrowth of gallium nitride," *J. Crystal Growth*, vol. 222, no. 1–2, pp. 144–153, 2001.
- [129] J. Park, P. A. Grudowski, C. J. Eiting, and R. D. Dupuis, "Selective-area and lateral epitaxial overgrowth of III-N materials by metal organic chemical vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 3, pp. 333–335, 1998.

- [130] A. Sakai, H. Sunakawa, and A. Usui, "Transmission electron microscopy of defects in GaN films formed by epitaxial lateral overgrowth," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 4, pp. 481–483, 1998.
- [131] A. Sakai, H. Sunakawa, A. Kimura, and A. Usui, "Self-organized propagation of dislocations in GaN films during epitaxial lateral overgrowth," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 4, pp. 442–444, 2000.
- [132] H. Marchand, X. H. Wu, J. P. Ibbetson, P. T. Fini, P. Kozodoy, S. Keller, J. S. Speck, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "Microstructure of GaN laterally overgrown by metalorganic chemical vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 6, pp. 747–749, 1998.
- [133] P. Fini, A. Munkholm, C. Thompson, G. B. Stephenson, J. A. Eastman, M. V. R. Murty, O. Auciello, L. Zhao, S. P. DenBaars, and J. S. Speck, "In situ, real-time measurement of wing tilt during lateral epitaxial overgrowth of GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 26, pp. 3893–3895, 2000.
- [134] S. Tomiya, K. Funato, T. Asatsuma, T. Hino, S. Kijima, T. Asano, and M. Ikeda, "Dependance of crystallographic tilt and defect distribution on mask material in epitaxial lateral overgrown GaN layers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 5, pp. 636–638, 2000.
- [135] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, and K. Chocho, "InGaN/GaN/AlGaN-Based Laser Diodes with Modulation-Doped Strained-Layer Superlattices," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. 12A, pp. L1568–L1571, 1997.
- [136] S. Nakamura, "Three years of InGaN quantum-well lasers: commercialization already," *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, vol. 3628, pp. 158–168, 1999.
- [137] N. Gmeinwieser und U. Schwarz, 2002. Institut für Angewandte und Experimentelle Physik, Universität Regensburg, Mikro-Photolumineszenz-Messungen.
- [138] S. Nitta, T. Kashima, Y. Yukawa, S. Yamaguchi, and H. Amano, "Mass Transport, Facetting and Behavior of Dislocations in GaN," *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*, vol. 5S1, no. W2.8, 2000.
- [139] A. Sakai, H. Sunakawa, and A. Usui, "Defect structure in selectively grown GaN films with low threading dislocation density," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 16, pp. 2259–2261, 1997.

- [140] T. Riemann und J. Christen, 2001. Institut für Experimentelle Physik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Kathodolumineszenz-Messungen.
- [141] U. Haboeck und A. Hoffmann, 2001. Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, Raman-Messungen.
- [142] K. Wagenhuber, 2004. Institut für Angewandte und Experimentelle Physik, Universität Regensburg, Mikro-Raman-Messungen.
- [143] P. Fini, *Threading Dislocation Reduction in Gallium Nitride Thin Films on Sapphire via Lateral Epitaxial Overgrowth*. PhD thesis, University of California, Santa Barbara, 2000.
- [144] K. Köhler, 2004. Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik, Freiburg, Epitaxie auf Quasisubstraten.
- [145] H. P. Maruska and J. J. Tietjen, “The preparation and properties of vapor-deposited single-crystalline GaN,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 15, no. 10, pp. 327–329, 1969.
- [146] R. J. Molnar, “Hydride vapor phase epitaxial growth of III-V Nitrides,” *Semiconductors and Semimetals*, vol. 57, pp. 1–31, 1997.
- [147] S. Yu. Karpov, D. V. Zimina, Yu. N. Makarov, B. Beaumont, G. Nataf, P. Gibart, M. Heuken, H. Jürgensen, and A. Krishnan, “Modeling Study of Hydride Vapor Phase Epitaxy,” *phys. stat. sol. (a)*, vol. 176, no. 1, pp. 439–442, 1999.
- [148] R. Cadoret, “Growth mechanisms of (00.1) GaN substrates in the hydride vapor-phase method: surface diffusion, spiral growth, H₂ and GaCl₃ mechanisms,” *J. Crystal Growth*, vol. 205, no. 1–2, pp. 123–135, 1999.
- [149] E. Aujol, J. Napierala, A. Trassoudaine, E. Gil-Lafon, and R. Cadoret, “Thermodynamical and kinetic study of the GaN growth by HVPE under nitrogen,” *J. Crystal Growth*, vol. 222, no. 3, pp. 538–548, 2001.
- [150] E. V. Etzkorn and D. R. Clarke, “Cracking of GaN films,” *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 2, pp. 1025–1034, 2001.
- [151] S. Hearne, E. Chason, J. Han, J. A. Floro, J. Figiel, J. Hunter, H. Amano, and I. S. T. Tsong, “Stress evolution during metalorganic chemical vapor deposition of GaN,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 3, pp. 356–358, 1999.

- [152] W. D. Nix and B. M. Clemens, “Crystallite coalescence. A mechanism for intrinsic tensile stresses in thin films,” *J. Mater. Res.*, vol. 14, no. 8, pp. 3467–3473, 1999.
- [153] T. Paskova, J. Birch, S. Tungasmita, R. Beccard, M. Heuken, E. B. Svedberg, P. Runesson, E. M. Goldys, and B. Monemar, “Thick Hydride Vapour Phase Epitaxial GaN Layers Grown on Sapphire with Different Buffers,” *phys. stat. sol. (a)*, vol. 176, no. 1, pp. 415–419, 1999.
- [154] D. Li, H. Chen, H. B. Yu, Y. J. Han, X. H. Zheng, Q. Huang, and J. M. Zhou, “Effects of carrier gas on the stress of a-plane GaN films grown on r-plane sapphire substrates by metalorganic chemical vapor deposition,” *J. Crystal Growth*, vol. 263, no. 1–4, p. 76, 2004.
- [155] S. Yamaguchi, M. Kariya, M. Kosaki, Y. Yukawa, S. Nitta, H. Amano, and I. Akasaki, “Control of strain in GaN by a combination of H₂ and N₂ carrier gases,” *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 12, pp. 7820–7824, 2001.
- [156] H. P. Liu, J. D. Tsay, W. Y. Liu, Y. D. Guo, J. T. Hsu, and I. G. Chen, “The growth mechanism of GaN grown by hydride vapor phase epitaxy in N₂ and H₂ carrier gas,” *J. Crystal Growth*, vol. 260, no. 1–2, p. 79, 2004.
- [157] J. D. Tsay, W. Y. Liu, F. Habel, F. Scholz, and M. Heuken, “Untersuchungen zu Trägergaszusammensetzung und Druck beim HVPE Wachstum von GaN,” *18. DGKK-Workshop Epitaxie von III/V-Halbleitern*, 2003. Bremen, Germany.
- [158] F. Habel, P. Brückner, J. D. Tsay, W. Y. Liu, F. Scholz, D. Schmitz, A. Alam, and M. Heuken, “Hydride vapor phase epitaxial growth of thick GaN layers with improved surface flatness,” *phys. stat. sol. (c)*, vol. 2, no. 7, pp. 2049–2052, 2005. Proc. International Workshop on Nitride Semiconductors, IWN 2004, Pittsburgh, PA, USA.
- [159] F. Scholz, P. Brückner, F. Habel, M. Peter, and K. Köhler, “Improved GaN layer morphology by hydride vapor phase epitaxy on misoriented Al₂O₃ wafers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 18, pp. 181902–181904, 2005.
- [160] J. V. DiLorenzo, “Vapor growth of epitaxial GaAs: A summary of parameters which influence the purity and morphology of epitaxial layers,” *J. Crystal Growth*, vol. 17, no. 1, pp. 189–206, 1972.

- [161] M. Razeghi and J. P. Duchemin, "Growth and characterization of InP using metal-organic chemical vapor deposition at reduced pressure," *J. Crystal Growth*, vol. 64, no. 1, pp. 76–82, 1983.
- [162] A. Sasaki, "Initial growth layers and critical thickness of InAs heteroepitaxy on GaAs substrates," *J. Crystal Growth*, vol. 160, no. 1–2, pp. 27–35, 1996.
- [163] O. Parillaud, V. Wagner, H. J. Bühlmann, F. Lelarge, and M. Illegems, "HVPE and MOVPE GaN growth on slightly misoriented sapphire substrates," *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*, vol. 5S1, no. 3.13, 2000.
- [164] K. Hiramatsu, H. Amano, I. Akasaki, H. Kato, N. Koide, and K. Manabe, "MOVPE growth of GaN on a misoriented sapphire substrate," *J. Crystal Growth*, vol. 107, no. 1–4, pp. 509–512, 1991.
- [165] T. Yuasa, Y. Ueta, Y. Tsuda, A. Ogawa, M. Taneya, and K. Takao, "Effect of Slight Misorientation of Sapphire Substrate on Metalorganic Chemical Vapor Deposition Growth of GaN," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, no. 7A, pp. L703–L705, 1999.
- [166] D. Lu, D. I. Florescu, D. S. Lee, V. Merai, J. C. Ramer, A. Parekh, and E. A. Armour, "Sapphire substrate misorientation effects on GaN nucleation layer properties," *J. Crystal Growth*, vol. 272, no. 1–4, pp. 353–359, 2004.
- [167] Y. N. Drozdov, N. V. Vostokov, D. M. Gaponova, V. M. Danil'tsev, M. N. Drozdov, O. I. Khrykin, A. S. Filimonov, and V. I. Shashkin, "Effect of the Parameters of Sapphire Substrates on the Crystalline Quality of GaN Layers," *Semiconductors*, vol. 39, no. 1, pp. 1–3, 2005.
- [168] T. Wolff, 2003. Ingenieurbüro WEP, Furtwangen, CV-Messungen.
- [169] T. Riemann, J. Christen, A. Kaschner, A. Hoffmann, C. Thomsen, M. Seyboth, F. Habel, R. Beccard, and M. Heuken, "Three-Dimensional Imaging of ELOG Growth Domains by Scanning Cathodoluminescence Tomography," *phys. stat. sol. (a)*, vol. 188, no. 2, pp. 751–755, 2001.
- [170] U. Haboeck, A. Kaschner, A. Hoffmann, C. Thomsen, T. Riemann, A. Krtschil, J. Christen, A. Krost, M. Seyboth, and F. Habel, "Correlation of Surface Potential Free Carrier Concentration and Light Emission in ELO GaN Growth Domains," *phys. stat. sol. (b)*, vol. 234, no. 3, pp. 911–914, 2002. Proc. International Workshop on Nitride Semiconductors, IWN 2002, Aachen, Germany.

- [171] J. Christen, 2002. Institut für Experimentelle Physik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, private Mitteilung.
- [172] P. Brückner. Noch nicht eingereichte Dissertation, Universität Ulm, Abteilung Optoelektronik.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Optoelektronik der Universität Ulm. An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Prof. Dr. Ferdinand Scholz, der die Betreuung dieser Promotion übernommen hat. Er hatte stets ein offenes Ohr für meine Anliegen, ließ mir Freiraum, um meine Vorstellungen zu verwirklichen und wies durch geschicktes Hinterfragen oft in die richtige Richtung.
- Prof. Dr. Josef Zweck, der freundlicherweise das Zweitgutachten für diese Arbeit übernommen hat.
- Dr. Markus Kamp, der als früherer Leiter der GaN-Gruppe den Grundstein für diese Arbeit gelegt hat und mir die großartige Möglichkeit eröffnet hat, auf diesem interessanten Forschungsgebiet zu arbeiten.
- Matthias Seyboth, meinem Vorgänger und Bürokollegen, der mich bereits bei der Betreuung bei meiner Diplomarbeit in die tiefen Geheimnisse der Epitaxie einführte und über lange Zeit Freude und Leid der Anlagen mit mir geteilt hat.
- Dr. Marcus Scherer, der mich in der hohen Kunst der Prozessierung unterwies und mir nicht zuletzt bei der Betreuung von Praktikanten stets ein Vorbild war.
- Meinem Freund und Kollegen Dr. Christoph Eichler, mit dem ich von Studienbeginn bis hin zur Promotion so manche Hürde gemeinsam genommen habe. Wir haben uns bei unzähligen Prüfungsvorbereitungen sowie dem dazugehörigen Rahmenprogramm zu einem super Team ergänzt.
- Meiner Bürokollegin Barbara Neubert, die neben der wissenschaftlichen Unterstützung auch immer eine Garantie für gute Laune und ausreichende Kaffee-Versorgung war.

- Peter Brückner, der mich schon bei seiner Diplomarbeit im Kampf gegen die Versetzungen unterstützt und mir einige Ergebnisse zur Verfügung gestellt hat. In seine Hände habe ich vertrauensvoll meine Anlagen gelegt, auf dass er meine Arbeiten fortführen möge.
- Heiko Paul, meinem zweiten Diplomanden, möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit und die mir zur Verfügung gestellten Ergebnisse bedanken.
- Susanne Menzel und Dieter Kinzler, von denen ich viel für meine Tätigkeit im Reinraum gelernt habe und die mir auch während meiner Doktorandenzeit immer wieder mit Rat und Tat zur Seite standen.
- Den Kollegen der GaN-Gruppe, die durch anregende Diskussionen und tatkräftige Unterstützung eine hervorragende Arbeitsgrundlage boten, aber auch den Spass neben der Arbeit nicht vergaßen und dadurch ein super Arbeitsklima schufen.
- Den Kollegen der Abteilung Optoelektronik für die gute kollegiale Zusammenarbeit.
- Den Projektpartnern der Uni Regensburg, insbesondere Dr. Karl Engl und Nik Gmeiwieser, deren TEM- beziehungsweise Mikro-PL-Untersuchungen wichtige Beiträge zu meiner Arbeit geliefert haben und die immer offen für zahlreiche fruchtbare Diskussionen waren.
- Till Riemann von der Universität Magdeburg für so manche Kathodolumineszenz-Messung.
- Abschließend möchte ich mich besonders herzlich bei meinen Eltern für ihre anhaltende und nicht selbstverständliche Unterstützung bedanken.

Lebenslauf

Persönliche Daten

07.10.1975 Geboren in Ulm, Baden-Württemberg

Ausbildung

1982 – 1986 Grundschule, Langenau
1986 – 1995 Robert-Bosch-Gymnasium, Langenau
22.06.1995: Allgemeine Hochschulreife

Oktober 1995 –
Juni 2001 Studium der Elektrotechnik
Fachrichtung Festkörperelektronik
an der Universität Ulm
26.09.1997: Vordiplom
11.06.2001: Diplom

Juli 2001 –
März 2005 wissenschaftlicher Mitarbeiter der
Abteilung Optoelektronik, Universität Ulm

seit April 2005 Entwicklungsingenieur bei
Freiberger Compound Materials GmbH, Freiberg

