

Katja Tonisch

**AlGaN/GaN-Schichtsysteme für piezoelektrisch
angeregte Resonatoren**

**AlGaN/GaN-Schichtsysteme für
piezoelektrisch angeregte
Resonatoren**

Von Katja Tonisch



Universitätsverlag Ilmenau
2010

Impressum

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Angaben sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Diese Arbeit hat der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Ilmenau als Dissertation vorgelegen.

Tag der Einreichung: 18. Dezember 2008

1. Gutachter: PD Dr. rer. nat. habil. Andreas Schober
(TU Ilmenau)

2. Gutachter: PD Dr.-Ing. habil. Volker Cimalla
(Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik Freiburg)

3. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Angela Rizzi
(Justus-Liebig-Universität Göttingen)

Tag der Verteidigung: 20. November 2009

Technische Universität Ilmenau/Universitätsbibliothek

Universitätsverlag Ilmenau

Postfach 10 05 65

98684 Ilmenau

www.tu-ilmenau.de/universitaetsverlag

Herstellung und Auslieferung

Verlagshaus Monsenstein und Vannerdat OHG

Am Hawerkamp 31

48155 Münster

www.mv-verlag.de

ISBN 978-3-939473-72-5 (Druckausgabe)

urn:nbn:de:gbv:ilm1-2009000420

Titelfoto: photocase.com | AlexFlint

*pour bien conduire sa raison
et chercher la vérité dans les sciences*

Descartes

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die mit ihrer Unterstützung, ihren großen und kleinen Hilfestellungen zum Entstehen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben.

Allen voran danke ich Prof. Oliver Ambacher für die wohlwollende Aufnahme im Fachgebiet Nanotechnologie und für die spannende Aufgabe, die ich im Rahmen des Projektes PiNEMS übernehmen durfte. Andreas Schober gilt mein Dank für die Übernahme der Betreuung und die Möglichkeit, diese Promotion trotz geänderter Rahmenbedingungen abzuschließen. Ich danke meinem unmittelbaren Betreuer Volker Cimalla für die herzliche und enge Zusammenarbeit - ich habe unsere ausgiebigen Diskussionen und Gedankenspiele sehr genossen. Ein herzliches Dankeschön geht auch an Rüdiger Goldhahn, der mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand und meinem Verständnis für die physikalischen Zusammenhänge auf die Sprünge half. Ich danke Jörg Pezoldt für seine Mühe und Geduld bei der Herstellung und Charakterisierung der SiC-Schichten, für die vielen ernsthaften Diskussionen über Fachliches und für die unernsten über Gott und die Welt. Florentina Niebelschütz danke ich dafür, dass sie sich gemeinsam mit mir gegen alle technologischen Widrigkeiten, die sich im Laufe des Projektes ergaben, stemmte. Auch der unerschöpfliche Vorrat an Schokolade in unserem Büro während unserer Schreibphase sollte an dieser Stelle erwähnt werden – welcher uns in der Endphase davor bewahrte, für unsere Umgebung unerträglich zu werden. Ich danke Klemens Brückner als unserem Dritten im Bunde bei der Bearbeitung des Projektes sowie Prof. Matthias Hein für die enge Zusammenarbeit im Projekt PiNEMS und dafür, dass er für meine Sorgen und Fragen stets ein offenes Ohr hatte. Ein herzliches Dankeschön gilt auch Thomas Stauden und Torsten Sändig, die mir mit technischem Verständnis und freundschaftlichem Zuspruch beistanden, wann immer es nötig war. Ich danke Karin Friedel, Birgitt Hartmann, Ilona Marquardt, Stefanie Amm, Gabi Harnisch, Manuela Breiter, Elvira Remdt und den vielen anderen Laborantinnen des ZMN, die für meine und Flo's Schnipselprozesse und Sonderwünsche immer mit Experimentierfreude und Geduld zur Verfügung standen. Meinen Mitdoktoranden Merten Niebelschütz, Benedikt Lübbers, Chunyu Wang, Katharina Lilienthal, Tobias Polster, Carsten Buchheim, Andreas Winzer sowie den Diplomanden Thomas Klein, Stephan Maroldt,

Christian Haupt, Claus Christian Röhlig und Christian Hummel danke ich für die enge Zusammenarbeit über Fachgebietsgrenzen hinaus und für die vielen unbeschwerten Momente. Ich danke Steffen Michael und der IMMS GmbH dafür, dass sie ihren Vibromessplatz zur Verfügung stellten und die Unterstützung gewährten, die ein erfolgreiches Messen erst ermöglichten. Allen nicht namentlich erwähnten Mitarbeitern und Kollegen im Fachgebiet Nanotechnologie, im Zentrum für Mikro- und Nanotechnologien und den angrenzenden Fachgebieten sei an dieser Stelle herzlich für ihre Zusammenarbeit und die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre gedankt.

Gernot Paasch gewidmet, ohne dessen Zuspruch ich diese Arbeit nicht zu Ende gebracht hätte.

Abstract

With the increasing requirements for microelectromechanical systems (MEMS) regarding stability, miniaturization and integration, novel materials such as wide band gap semiconductors receive more and more attention. However, only few applications in MEMS have been reported yet, since the commonly used sapphire heterosubstrate exhibits an extraordinary chemical stability and hinders the realization of freestanding functional layers by selective undercutting. This work is divided into two main parts in order to pave the way for the realization of GaN-based piezoelectric MEMS: in the first main section, the growth of GaN-based heterostructures on selectively etchable substrates is introduced, in the second section a thorough study of the usability of AlGaIn/GaN heterostructures for piezoelectric actuation is given. An introductory part containing the material properties, the basics of GaN growth by means of metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) and the principle requirements for piezoelectric MEMS as well as a summarizing part at the end, demonstrating the successful processing and actuation of thus fabricated structures, complement this work. The processing of the first GaN-based resonators is presented on all three etchable substrates introduced above. Finally, the resonant behaviour of thus developed and fabricated MEMS resonators is demonstrated for flexural bending via piezoelectric excitation and vibrometer read-out and for longitudinal bending by a purely electrical actuation and read-out scheme.

The fabrication of MEMS requires unstrained or tensile strained active layers on a selectively removable sacrificial layer or substrate. This work presents three possible (pseudo) substrates, which enable both, the epitaxial overgrowth with GaN and the selective removal afterwards. In the first case, the MOCVD growth of GaN on 4H-SiC is demonstrated, which has proven its isotropic etchability recently. Second, the epitaxial growth of GaN is introduced on sputtered AlN sacrificial layers, which enables the processing of GaN-based MEMS on sapphire. In the last case, the epitaxial growth of GaN has been developed on silicon using a thin 3C-SiC buffer layer to prevent meltback etching of the substrate.

A detailed analysis of the piezoelectric response of (GaN)/AlGaIn/GaN heterostructures is reported in the second main section. Thereby, the lower GaN layer represents the mechanically supporting layer, while the AlGaIn film, and in some cases an additional GaN cap layer serve as the piezoelectrically active layers for actuation. The 2DEG (at the lower AlGaIn/GaN interface) provides the conducting channel which was used as back electrode for the piezoelectric actuation. Electroreflectance spectroscopy is applied to determine the electric field distribution across the whole structure as function of the applied voltage. Piezoelectric force microscopy yields the field (voltage)-dependent actuation of the layers. By correlating these two techniques it was possible to determine the piezoelectric modulus d_{33} with considerably improved reliability. A value of 5 pm/V was found for AlGaIn with 31% Al.

Zusammenfassung

Auf Grund der gestiegenen Anforderungen für mikroelektromechanische Systeme (MEMS) hinsichtlich Stabilität, Miniaturisier- und Integrierbarkeit, steigt das Interesse an neuen Materialsystemen wie den Halbleitern großer Bandlücke. Dennoch finden sich bisher kaum Beispiele für Herstellung GaN-basierter MEMS, da das am häufigsten verwendete Substratmaterial Saphir sich ebenfalls durch eine extrem hohe chemische Beständigkeit auszeichnet, welche das Freistellen dreidimensionaler Strukturen verhindert. Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei Schwerpunkte, die für die Herstellung GaN-basierter MEMS bewältigt werden mussten: zum Einen wurde das Wachstum auf selektiv zu GaN ätzbaren Substraten untersucht. Im Anschluss daran erfolgte eine Untersuchung und Optimierung der (piezo-)elektrischen Eigenschaften, um die Eignung der hergestellten AlGaIn/GaN-Heterostrukturen für die piezoelektrische Anregung von MEMS zu demonstrieren. Diese Schwerpunkte werden eingerahmt von einem einleitenden Teil, in dem die Materialeigenschaften, die Grundlagen des Wachstums mittels metallorganischer chemischer Gasphasenabscheidung (MOCVD) sowie die prinzipiellen Anforderungen für die Dimensionierung piezoelektrischer MEMS dargelegt werden. Im Schlussteil wird die Prozessierung der ersten GaN-basierten MEMS auf allen drei zuvor eingeführten Substraten

vorgestellt, das Schwingungsverhalten für die piezoelektrische Anregung von Transversal-schwingungen mit Hilfe von Vibrometermessungen sowie das rein elektrische Auslesen von Longitudinal-schwingungen (ebenfalls für piezoelektrische Anregung) demonstriert.

Die Herstellung von MEMS erfordert die Verwendung von zug- oder unverspannten Schichten auf einem selektiv ätzbaren Opfermaterial oder Substrat. In der vorliegenden Arbeit werden drei Substrate vorgestellt, welche sowohl das epitaktische Wachstum von GaN als auch das Freistellen der Struktur erlauben. Dazu gehört die Verwendung von 4H-SiC als Substrat, welches sich kürzlich als isotrop ätzbar erwiesen hat. Als zweites wird das epitaktische GaN-Wachstum auf nanokristallinen, gesputterten AlN-Opferschichten gezeigt, welches die MEMS-Herstellung auf Saphir ermöglicht. Im letzten Fall erfolgt das Wachstum auf Siliziumsubstraten mit Hilfe einer 3C-SiC-Zwischenschicht.

Die piezoelektrischen Eigenschaften von (GaN)/AlGaN/GaN-Heterostrukturen standen im zweiten Schwerpunkt im Fokus. Dabei dient die AlGaN-Schicht und in einigen Fällen eine zusätzliche GaN-Deckschicht als piezoelektrisch aktive Schicht. Das hochleitfähige 2D Elektronengas (2DEG) an der unteren AlGaN/GaN-Grenzfläche stellt dabei die zur Anregung benötigte Rückelektrode zur Verfügung. Mit Hilfe der Elektroreflexion konnte die elektrische Feldverteilung in Abhängigkeit von der angelegten elektrischen Spannung bestimmt werden. In Kombination mit der Piezokraftmikroskopie, bei welcher die spannungsabhängige Auslenkung der Schichten untersucht wurde, konnte das piezoelektrische Modul d_{33} für $\text{Al}_{0,31}\text{Ga}_{0,69}\text{N}$ zuverlässig mit 5 pm/V bestimmt werden.

Inhaltsverzeichnis

<i>Danksagung</i>	7
<i>Abstract</i>	9
<i>Zusammenfassung</i>	10
<i>Inhaltsverzeichnis</i>	13
<i>Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Symbole</i>	17
1 Einleitung	21
2 Gruppe III-Nitride als Materialbasis für piezoelektrische MEMS	28
2.1 Kristalleigenschaften	28
2.2 Piezoelektrische und elastische Eigenschaften	31
2.3 Zweidimensionale Elektronengase an Heterogrenzflächen	37
3 GaN-basierte mikroelektromechanische Resonatoren: Eigenschaften und Erwartungswerte	41
3.1 Mikroelektromechanische Resonatoren	41
3.1.1 Resonanzfrequenz und Güte mehrlagiger, verspannter Balken	43
3.1.2 Anrege- und Auslesemechanismen	47
3.2 Piezoelektrische Übertragungsfunktion	50
3.2.1 Elektromechanische Kopplung am Eingang	52
3.2.2 Elektromechanische Kopplung am Ausgang	53
3.2.3 Einfluss der Elektrodenform auf die elektromechanische Kopplung	54
3.3 Abschätzung der zu erwartenden Ausgangssignale	55
3.4 Auslesen mittels 2DEG	62
4 MOCVD-Wachstum der Gruppe III-Nitride	67
4.1 Grundlagen der metallorganischen Gasphasenabscheidung von Nitriden	67

4.2	MOCVD-Wachstum von GaN auf Saphir	69
4.3	Standardcharakterisierung: Morphologie, Kristallinität und Leitfähigkeit	73
4.3.1	Morphologie	74
4.3.2	Strukturelle Qualität	74
4.3.3	Elektrische Charakterisierung	76
4.4	Erreichte Schichtqualität auf Saphir	79
5	<i>Übertragung des Wachstums auf ätzbare Substrate</i>	81
5.1	SiC als Substrat	82
5.2	Saphir/Opferschicht als Substrat	84
5.2.1	Opferschichten in der Nitridtechnologie	84
5.2.2	Gesputtertes AlN auf Saphir	87
5.2.3	MOCVD-Wachstum auf AlN/Saphir-Pseudosubstraten	88
5.3	Silizium/3C-SiC als Substrat	92
5.3.1	Lösungsansätze für das MOCVD-Wachstum von GaN auf Silizium	92
5.3.2	Herstellung der 3C-SiC(111)/Si(111) Pseudosubstrate	95
5.3.3	MOCVD-Wachstum auf 3C-SiC/Si-Pseudosubstraten	98
5.4	Vergleich	105
6	<i>Piezoelektrische Anregung mit 2DEG als Rückelektrode</i>	112
6.1	Eigenschaften 2DEG in Abhängigkeit von Aluminiumgehalt, Barrierendicken und AlN-Zwischenschicht	112
6.2	Elektrische Eigenschaften GaN/AlGaN/GaN-Strukturen im Vergleich zu AlGaN/GaN	118
6.3	Verlauf der elektrischen Felder in AlGaN/GaN- und GaN/AlGaN/GaN-Heterostrukturen	124
6.3.1	Elektroreflexion zur Bestimmung elektrischer Felder	125
6.3.2	Feldverlauf in AlGaN/GaN-Strukturen	126
6.3.3	Feldverlauf in GaN/AlGaN/GaN-Strukturen	128
6.4	Piezoelektrische Eigenschaften von AlGaN/GaN- und GaN/AlGaN/GaN-Heterostrukturen	132

6.4.1	Piezoelektrische Charakterisierung am Rasterkraftmikroskop	132
6.4.2	Piezoelektrische Auslenkung bei AlGaN/GaN – Heterostrukturen	134
6.4.3	Piezoelektrische Auslenkung bei GaN/AlGaN/GaN-Strukturen	137
7	<i>Technologie und Schwingungsnachweis für GaN-basierte freistehende MEMS-Strukturen</i>	142
7.1	Definition der Balkenstrukturen und Kontakte	142
7.2	Skalierungseffekte: Laterale Einschränkung des 2DEG	144
7.3	Freistellen des Resonators durch Unterätzen	148
7.3.1	MEMS auf SiC	148
7.3.2	MEMS auf AlN/Saphir	149
7.3.3	MEMS auf Silizium/3C-SiC	152
7.4	Schwingungsverhalten GaN-basierter Resonatoren	153
7.4.1	Schwingungsnachweis mittels Vibrometer	154
7.4.2	Piezoelektrische Anregung und elektrisches Auslesen von Longitudinalschwingungen	160
8	<i>Zusammenfassung und Ausblick</i>	163
	<i>Anhang</i>	166
	<i>Verzeichnis der verwendeten Quellen</i>	174
	<i>Verzeichnis der eigenen Veröffentlichungen</i>	186
	<i>Thesen</i>	191

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Symbole

2DEG	zweidimensionales Elektronengas (<i>2D electron gas</i>)	d_{15} , d_{31} , d_{33}	piezoelektrische Moduli hexagonaler Kristalle [pm/V]
2DHG	zweidimensionales Löchergas (<i>2D hole gas</i>)	ϵ_{xx} , ϵ_{yy} , ϵ_{zz}	Dehnung (<i>strain</i>)
AFM	Rasterkraftmikroskopie (<i>atomic force microscopy</i>)	ϵ_r	relative Dielektrizitätskonstante
AlN	Aluminiumnitrid	ϵ_0	= $8,854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm, Dielektrizitätskonstante im Vakuum
Al ₂ O ₃	Saphir	e	= $1,602 \cdot 10^{19}$ As, Elementarladung
AlGaN	Aluminiumgalliumnitrid	e_{14} , e_{15} , e_{31} , e_{33}	piezoelektrische Konstanten [C/m ²]
α_a , α_c	thermischer Ausdehnungskoeffizient [K ⁻¹]	E_G	Bandlücke [eV]
a	Gitterkonstante des hexagonalen Kristalls in der Basalebene [Å]	E	Elastizitätsmodul [GPa], Elektrisches Feld [V/cm]
A	Fläche [m ²]	EI	Biegesteifigkeit
b	Bowing-Parameter [eV], geometrische Breite einer Struktur [m]	η	elektromechanische Kopplung, Viskosität [kg/ms]
B	Magnetfeldstärke [T]	f	Frequenz [Hz]
CV	Kapazitäts-Spannungsmessung	f_m	Gitterfehlpassung
c	Gitterkonstante senkrecht zur Basalebene [Å]	F	Kraft [N]
C	Kapazität [F]	GaN	Galliumnitrid
C _{ij}	elastische Koeffizienten [GPa]	HEMT	Hochfrequenztransistor (<i>high electron mobility transistor</i>)
d	Schichtdicke, Gangunterschied [m]	HRXRD	Hochauflösende Röntgenbeugung (<i>high resolution X-ray diffraction</i>)

HVPE	Wasserstoff-Gasphasenabscheidung (<i>hydride vapor phase epitaxy</i>)	π	= 3,141596; Kreiszahl
h	Millerscher Index, Höhe einer geometrischen Struktur [m]	p	Druck [mbar]
I	Stromstärke [A]	P _{SP}	spontane Polarisation [C/m ²]
j	$\sqrt{-1}$	P _{PE}	Piezoelektrische Polarisation [C/m ²]
k	Wellenzahl, Millerscher Index, modenabhängige Konstante	PFM	Piezokraftmikroskopie (<i>piezo force microscopy</i>)
l	Millerscher Index, Länge [m]	REM	Rasterelektronenmikroskopie
NEMS	Nanoelektromechanisches System	RTP	Schnelles thermisches Prozessieren (<i>rapid thermal processing</i>)
NH ₃	Ammoniak	ρ	Dichte [g/cm ³]
n	Nummer der Schwingungsmode	R _B	biaxialer Stresskoeffizient
γ	modenabhängige Konstante	R _H	Hallkoeffizient
λ	Wellenlänge [nm]	σ, Q	elektrische Ladung
μ_n	Beweglichkeit der Elektronen [cm ² /Vs]	$\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$	Verspannung/ Stress [GPA]
N _{CV}	Flächenladungsträgerdichte aus CV-Messung [cm ⁻²]	Q	Güte
MEMS	Mikroelektromechanisches System	S _{ij}	elastische Konstanten, <i>compliance</i>
MBE	Molekularstrahlepitaxie (<i>molecular beam epitaxy</i>)	SAW	<i>surface acoustic waves</i>
m	Masse [kg]	TEAl	Triethylaluminium
M	Massenträgheitsmoment (M = m(x))	TEGa	Triethylgallium

TEM	Transmissionselektronenmikroskopie	v	Geschwindigkeit [m/s]
TMAI	Trimethylaluminium	ω	Kreisfrequenz [s^{-1}]
TMGa	Triethylgallium	x	Aluminiumgehalt [%]
T	Temperatur [K, °C]	Y	Admittanz [A/V]
u	interner Zellparameter, Auslenkungsamplitude [m]	z_{CV}	Tiefe (CV-Messung) [nm]
U	Spannung [V]		

1 Einleitung

Die Entwicklung von mikro- und nanoelektromechanischen Systemen (MEMS und NEMS) für sensorische Anwendungen repräsentiert ein stetig wachsendes Arbeitsfeld [Lys05, Cim07] und die Nutzung resonanter Strukturen für stabile, empfindliche Sensorelemente nimmt hier einen wichtigen Stellenwert ein. Dabei wurden sehr vielseitige Anwendungen demonstriert, die von chemischen [Gup06], biologischen [III04], gasartspezifischen [Wil04, Du05] bis hin zu mikrofluidischen [Adr06] Sensoren reichen. Die Miniaturisierung der Resonatorstrukturen in den Sub-Mikrometerbereich zur Erhöhung der Empfindlichkeit hat in den letzten Jahren zu bemerkenswerten Rekorden geführt. So konnten mit Hilfe von Cantilevern oder Brückenstrukturen einzelne Viren [Gup04, III04], Biomoleküle [III05] und kleinste Quantitäten von Massen (Attogramm, mit einer Genauigkeit im sub-ag Bereich [III04a, Ber97], bzw. eine Flächenempfindlichkeit von 20 pg/cm^2 [Eki05]) nachgewiesen werden (Abb. 1).

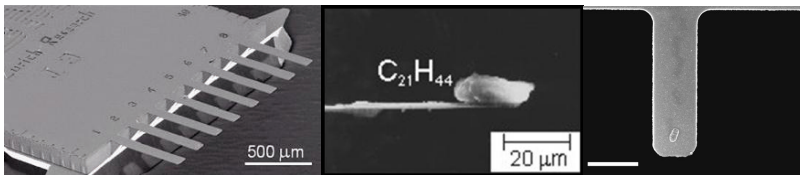


Abb. 1: (a) „Elektronische Nase“, Universität Basel/ IBM Research Zürich; (b) Einzelmolekülwaage [III05]; (c) Virenwaage [Cra00].

Je nach Art der Anwendung können die Abmessungen solcher Strukturen vom Millimeter-bis hinunter in den Nanometerbereich reichen. Gerade für die zuletzt genannten Ergebnisse ist vor allem die Skalierbarkeit in den Sub-Mikrometerbereich notwendig. Gleichzeitig steigt jedoch der messtechnische Aufwand extrem und erfordert meist die Verwendung von Tiefsttemperatursystemen, Ultrahochvakuum, Laseroptiken und ähnlichem. Für die serienmäßige Anwendung von Sensorstrukturen bei normalen Umweltbedingungen ist jedoch der Verzicht auf eine solch aufwändige Messtechnik entscheidend. Im Rahmen dieser Arbeit soll daher eine MEMS-Struktur auf GaN-Basis entwickelt werden, welche

zum einen die Skalierbarkeit der Geometrie über weite Bereiche ermöglicht und gleichzeitig unter Ausnutzung des piezoelektrischen Effektes eine rein elektrische messtechnische Lösung des Anregens und Auslesens gewährleisten kann. Dazu mussten verschiedene technologische Hindernisse überwunden und die Leistungsfähigkeit des gewählten Systems ausgelotet werden.

Die Standard-Stapelfolge für piezoelektrisch angeregte MEMS besteht aus einer unteren, nur mechanisch aktiven Schicht (Trägerschicht) und einer piezoelektrischen Schicht darüber, die von zwei, meist metallischen Elektroden „eingerahmt“ wird. Die Wahl der Trägerschicht wird hauptsächlich dadurch bestimmt, dass sie stabil gegen über dem Prozess des Freistellens vom Substrat sein muss, d. h. die Ätzselektivität Substrat/Schicht sollte möglichst hoch gewählt werden. Die technologische Herausforderung ergibt sich aus der Notwendigkeit, ein piezoelektrisches Material ausreichender Qualität abzuscheiden, wobei das texturierte, also gerichtete Aufwachsen dieser Schicht in der Regel Temperaturen von einigen hundert Grad Celsius erfordert. Gleichzeitig darf die Abscheidetemperatur nicht zu Diffusionsprozessen (Erzeugung leitfähiger Kanäle) oder zur Bildung chemischer Verbindungen führen (z.B. Entstehung von Metalloxiden und Siliziden).

Aus diesem Grund werden häufig Niedertemperaturverfahren wie der Sol-Gel-Prozess und das Siebdruckverfahren (PZT-Keramiken), bzw. plasmabasierte Prozesse wie die Sputterdeposition (AlN, ZnO) eingesetzt [Pol98, Nai00, DeV01, Bju04, Aro08]. Diese Verfahren führen jedoch mitunter zu polykristallinen, nur teiltexturierten Schichten, wodurch die Materialqualität gemindert wird. Auch steht die „Körnigkeit“ der so erzielten Schichten der Skalierbarkeit in den Bereich der nanoelektromechanischen Systeme (NEMS) entgegen (Abb. 2).

Eine mögliche Lösungsstrategie liegt in der Verwendung von halbleitenden piezoelektrischen Materialien aus dem Bereich der III-V und II-VI-Halbleiter (z. B. GaAs, GaN, ZnO). Diese zeichnen sich neben ihrer in einigen Fällen recht hohen piezoelektrischen Konstanten vor allem dadurch aus, dass mit Hilfe einer gezielten Dotierung hoch leitfähige und isolierende Gebiete im Wechsel erzeugt werden können. Bei der Verwendung epitaktischen Wachstums kann so der Wechsel von mechanisch aktiver Schicht, Elektrode

und piezoelektrischer Schicht mit einem einzigen Wachstumsschritt realisiert werden, so dass materialbasierte Hindernisse wie Korngröße und ähnliches der Skalierung in den Nanometerbereich kaum noch im Weg stehen. Der nitridische Halbleiter GaN weist mit $e_{14} = 0,4 \text{ C/m}^2$ [Shu96] gegenüber GaAs mit $e_{14} = 0,16 - 0,12 \text{ C/m}^2$ [Hut62, San94] eine wesentlich höhere (kubische) piezoelektrische Konstante auf, die sich durch den Wechsel zu AlGaN oder AlN noch weiter steigern lässt. Daher wurde als Materialbasis die Gruppe der Nitride, d.h. speziell das System GaN-AlGaN-AlN ausgewählt.

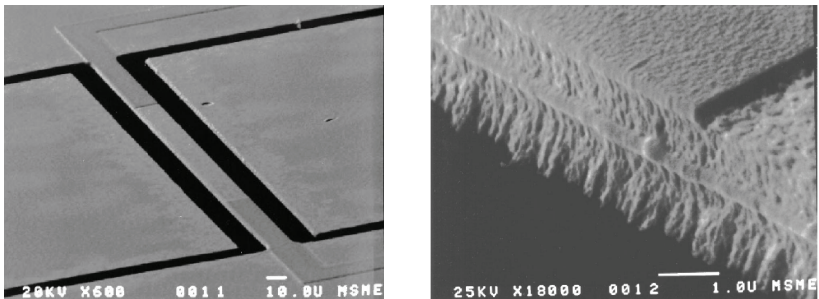


Abb. 2: Piezoelektrischer Resonator mit SiO_2 als Trägerschicht und PZT als Piezoelektrikum, Deposition mit Sol-Gel-Verfahren (Maßstab gekennzeichnet durch weißen Balken: links $10 \mu\text{m}$, rechts $1 \mu\text{m}$) [DeV01].

Der Haupthinderungsgrund für die Realisierung von epitaktischen nitridischen MEMS besteht nach wie vor in der Substratwahl. Die besten Wachstumserfolge wurden bisher auf SiC und Saphir erzielt. Das Wachstum von Nitriden auf Silizium, welches die Integration mit gängigen Si-Technologien und auch das Freistellen dreidimensionaler Strukturen problemlos ermöglichen würde, wird bisher weltweit nur von wenigen Gruppen in ausreichender Qualität beherrscht [Dad03]. Daher existieren bisher nur wenige Arbeiten zu nitridischen MEMS (vgl. Abb. 3) [Zim06].

Während Saphir sich jedoch als nicht isotrop und gleichzeitig selektiv zu GaN ätzbar erwiesen hat, kann SiC nach neuesten Ergebnissen auch isotrop und selektiv trockenchemisch geätzt werden [Nie08c], wodurch sich an dieser Stelle eine für MEMS taugliche

Materialkombination ergibt. Da dieser Ätzprozess jedoch schwer handhabbar ist und SiC zudem eines der teuersten verfügbaren Substrate darstellt, muss für die breite Anwendbarkeit von GaN-basierten MEMS nach alternativen Lösungsstrategien gesucht werden. Eine Möglichkeit, die in dieser Arbeit vorgestellt wird, ist die Einführung einer Opferschicht zwischen Saphir und GaN, welche die Unterätzbarkeit der MEMS-Struktur gewährleistet [Ton07]. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verwendung von dünnen SiC-Schichten auf Silizium, welche die GaN-Epitaxie auf Siliziumsubstraten vereinfacht.



Abb. 3: AlGaIn/GaN-Cantilever auf Silizium, an dessen Pivotpunkt ein 2DEG-basierter Piezo-resistor realisiert wurde [Zim06].

Im Rahmen dieser Promotion wurde der erste Schwerpunkt daher auf die Entwicklung und Analyse der geeigneter Substrat-Schicht-Kombinationen gelegt, welche sowohl das epitaktische Wachstum einer GaN-basierten Schichtfolge, als auch die anschließende Prozessierung in freistehende, unterätzte Balkenstrukturen ermöglicht. Dazu wurde der im Kapitel 4 beschriebene Wachstumsprozess mittels metallorganischer Gasphasenabscheidung (MOCVD) auf Saphir im Folgekapitel 5 von Saphir zunächst auf SiC (Abschnitt 5.1) und anschließend auf Saphir mit einer Opferschicht aus gesputtertem AlN (Abschnitt 5.2) sowie auf SiC-beschichtetes Silizium (Abschnitt 5.3) übertragen.

Der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Herstellung und anschließenden Charakterisierung geeigneter piezoelektrisch anregbaren AlGaIn/GaN-Heterostrukturen (Kapitel 6). Die meisten Untersuchungen zur Piezoelektrizität von Nitriden beschränken sich

auf zwei Gebiete: zum einen auf die prinzipielle Bestimmung der Materialkonstanten [Mue98, Guy99, Gas99, Lue00, Mar04], und zum anderen auf den (störenden) Einfluss der Polarisationsfelder auf den Betrieb von HEMT-Transistoren und *Quantum-Well*-Strukturen (Stark-Effekt bei QW-basierten Emittern). Verschiedene experimentelle und theoretische Arbeiten untersuchten den Einfluss von mechanischem Stress (verursacht durch elektrische Spannungen [Anw06], hydrostatischen Druck [Ste08], Verbiegung [Eic01] und weiteres) auf die elektrischen Eigenschaften von (Al)GaN [Liu02b, Liu04] sowie auf die daraus resultierenden veränderten Transistoreigenschaften [Jog03b, Liu06]. Demgegenüber existiert zum gegenwärtigen Zeitpunkt keine Studie, die in umgekehrter Weise die piezoelektrische Leistungsfähigkeit solcher Strukturen (und ihrer „MEMS-Tauglichkeit“) und den Einfluss der elektrischen Eigenschaften darauf thematisiert. Diese Lücke soll im Rahmen dieser Arbeit geschlossen werden. Daher wurde im Kapitel 6 die Verwendbarkeit der beschriebenen AlGaN/GaN-Transistorstruktur mit dem gezielten Einsatz der oben genannten Polarisationsfelder für die Realisierung nitridischer und piezoelektrisch angeregter MEMS untersucht.

Prinzipiell eröffnen sich bei der Verwendung epitaktischer Halbleiter mehrere Möglichkeiten, die benötigte piezoelektrische Stapelfolge aus Trägerschicht, Rückelektrode, piezoelektrisch aktiver Schicht und Topelektrode zu realisieren. Eine Herangehensweise beruht auf dem Wechsel zwischen hochdotierten und undotierten Schichten, wobei die meist hochgradig dotierten Schichten die Elektroden für eine undotierte, piezoelektrisch aktive Schicht bilden. Dabei kann sich die Schichtfolge entweder auf eine Dotierungsart beschränken (z. B. AlGaAs/AlGaAs:Si [Li05]) oder sich an der für pin-Dioden (**p**-dotiertes, **i**ntrinsisches, **n**-dotiertes Gebiet) klassischen Schichtfolge orientieren (vgl. dazu [Mas07], ebenfalls GaAs-basierte Schichtfolge). Diese dotierungsdominierten Lösungsstrategien lassen sich bei Gruppe III-Nitriden über die gezielte Dotierung mit Silizium (n-Typ) und Magnesium (p-Typ) ebenfalls realisieren.

Bei den Gruppe III-Nitriden existiert jedoch auf Grund ihrer ausgeprägten Polarisierung noch eine dritte Möglichkeit, welche im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde. Die starken internen elektrischen Felder, die polarisationsbedingt an Materialgrenzflächen wie

z.B. dem Übergang GaN/AlGaN zu einer positiven oder negativen Flächenladung führen, ermöglichen ohne jegliche Dotierung die Bildung eines gut leitfähigen Kanals (zweidimensionales Elektronengas, 2DEG). Der Gedanke liegt nahe, diesen als Rückelektrode zu verwenden, so dass die klassische AlGaN/GaN-Schichtfolge, wie sie auch für hochfrequenztaugliche Transistoren (*high electron mobility transistors*, HEMT) zum Einsatz kommt, die Grundlage für das Balkendesign bildet. Damit übernimmt die AlGaN- (sowie gegebenenfalls eine zusätzliche GaN)-Schicht oberhalb des 2DEGs die Funktion der piezoelektrischen Schicht. Die Verwendung dieser für HEMTs typischen Schichtfolge ermöglicht dann die Kopplung von elektronischen und elektromechanischen Bauelementen innerhalb einer Technologie, wodurch sich weit reichende Anwendungsmöglichkeiten ergeben. Ein weiterer Vorteil der Gruppe III-Nitride liegt darin, dass das 2DEG vielfältig für Auslesemechanismen eingesetzt werden kann. Neben der Verwendung als Rückelektrode für das piezoelektrische Auslesen kann es auch als piezoresistives Element verwendet werden [Zim06].

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen eines DFG-Schwerpunktprojektes (SPP 1157, AM105/2 und HE3642/2) bearbeitet. Zeitgleiche Promotionsarbeiten entstanden zur Entwicklung der benötigten Mikrostrukturierungstechnologien (u. a. Ätzprozesse für GaN, AlN, SiC und Si) von Florentina Niebelschütz [Nie09] und zur Finite-Elemente-Simulation mit ANSYS® [ans08] sowie zur Entwicklung der Messtechnik von Klemens Brückner [Bru09]. Daher werden die technologische Realisierung von dreidimensional strukturierten MEMS sowie erste Schwingungsmessungen nur kurz im Kapitel 7 erläutert, um die erfolgreiche Herstellung von GaN-basierten MEMS auf Basis der hier entwickelten Schichtstrukturen zu dokumentieren. Kapitel 8 gibt eine Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse und einen Ausblick auf fortführende Arbeiten.

Zunächst wird jedoch im nun folgenden Kapitel 2 die gewählte Materialbasis der Gruppe III-Nitride in ihren Eigenschaften erläutert. Es folgt im Kapitel 3 eine kurze Einführung zum Thema mikroelektromechanischer Systeme. Dazu gehören die Grundlagen zum Verständnis ein- und zweiseitig eingespannter, resonant betriebener Balken, das allgemeine Schwingungsverhalten, sowie die in der Literatur vertretenen Anrege- und Auslesemecha-

nismen, bevor die die piezoelektrischen Anregung beschrieben und eine Betrachtung der geplanten Sensorgeometrie und der sich daraus ergebenden Erwartungswerte für die Ausgangssignale bei zwei verschiedenen Auslesemechanismen dargelegt werden.

2 Gruppe III-Nitride als Materialbasis für piezoelektrische MEMS

Ausführliche Darstellungen zu den Eigenschaften von Gruppe III-Nitriden und ihren Legierungen finden sich unter anderem in [Amb98, Amb02, Kuh02, Jai00, Abl04, Mit99]. Im Rahmen dieser Arbeit werden zunächst nur die für die Epitaxie relevanten kristallinen Eigenschaften sowie die Piezo- und Pyroelektrizität, die für die Ausbildung eines zweidimensionalen Elektronengases (2DEG) verantwortlich sind, erläutert. Für die Entwicklung von MEMS ist weiterhin die Betrachtung der elastischen Eigenschaften wesentlich.

2.1 Kristalleigenschaften

Gruppe III-Nitride (Aluminium-, Gallium- und Indiumnitrid) kristallisieren meist in der thermodynamisch stabilen hexagonalen Wurtzitstruktur (α), selten auch in einer kubischen Phase (β). Abgesehen von wenigen Ausnahmen [Sch07, DeC08] beziehen sich die meisten Forschungsergebnisse zu den Gruppe III-Nitriden auf ihre hexagonale Phase. Auch für MEMS erlangte bisher nur die hexagonale Phase einige Bedeutung, so dass hier auf die Darstellung der kubischen Phase verzichtet werden soll. Die hexagonale Kristallstruktur wird durch drei Parameter charakterisiert: die Kantenlänge a des Hexagons in der Basalebene, die Höhe c senkrecht dazu und den internen Parameter u , der die Kation-Anion-Bindungslänge entlang der (0001)-Ebene in Einheiten der Gitterkonstanten c angibt (Abb. 4 rechts).

Ein besonderes Merkmal der Nitride ist ihre polare Achse, da sie zu den Verbindungskristallen gehören, die nicht über eine Inversionssymmetrie entlang der c -Achse verfügen. Jeweils eine Stickstoff- und eine Metalllage bilden eine so genannte Bilage. Die Reihenfolge AB bzw. BA innerhalb der Bilage entscheidet dann über die kristallographische Richtung [0001] bzw. [000-1] (vgl. Abb. 4 links). Dies bedeutet auch, dass die Bedingungen bei der Initialisierung des Schichtwachstums darüber entscheiden, in welche Richtung die Polarisationsachse zeigt. Je nach der resultierenden Stapelfolge wird im Falle des GaN

in *N-face* und *Ga-face* bzw. Gallium- und Stickstoffpolarität unterschieden. Beim Wachstum von GaN mit der Molekularstrahlepitaxie (MBE) entstehen auf Saphir meist *N-face*-Schichten. Wird zuvor eine dünne AlN-Nukleationsschicht abgeschieden, so wächst GaN anschließend *Ga-face* weiter [Amb99, Stu01].

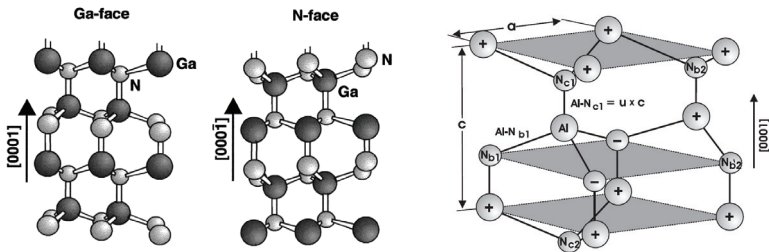


Abb. 4: Links: Atomlagensequenz des GaN bei Gallium- bzw. Stickstoffpolarität (*Ga-face* bzw. *N-face*). Rechts: Schematische Darstellung eines hexagonalen AlN-Kristallgitters mit den Gitterkonstanten a und c , dabei sind den einzelnen Atomen ihre Ladungen, sowie dem zentralen Al-Atom seine nächsten (Index 1) und übernächsten Nachbarn (Index 2) zugeordnet [Amb02, Buc03].

Mit der MOCVD gewachsenes GaN ist praktisch grundsätzlich *Ga-face* orientiert, da sich die Saphiroberfläche unter dem Einfluss der ammoniakhaltigen Atmosphäre in Verbindung mit der typischerweise höheren Wachstumstemperatur in eine dünne AlN-Schicht umwandelt. Nur unter gezielt ausgewählten Wachstumsbedingungen oder mit Hilfe spezieller Substrate kann die Bevorzugung des *N-face* Wachstums in der MOCVD erzielt werden [Tav04, Mit06, Fic08], allerdings bleibt die bisher erreichte Materialqualität in der Regel hinter *Ga-face* orientiertem Material zurück. Zu beachten ist, dass die beiden dadurch möglichen Oberflächen (also *Ga-face* bzw. *N-face* verursacht) keineswegs äquivalent sind, sondern sich insbesondere in ihren chemischen Eigenschaften stark unterscheiden. Auch stimmt die beschriebene Orientierung des Kristalls in der Regel nicht mit der Terminierung der Oberfläche überein [Amb99]. Verbunden mit der Asymmetrie entlang der c -Achse ist die starke Pyro- und Piezoelektrizität der Gruppe III-Nitride. Charakteristisch für diese Halbleiter ist eine starke spontane Polarisation P^{sp} (AlN) = $-0,081$ C/m², die ohne äußeres elektrisches Feld auftritt. Anders als bei ferroelektrischen Materialien ist die spon-

tane Polarisation immer entlang der (000-1)-Richtung ausgerichtet und kann nicht durch äußere elektrische Felder gedreht werden [Amb98]. Einen Überblick über grundlegende Parameter und Eigenschaften der Gruppe III-Nitride GaN und AlN gibt Tabelle 1. Auf die Betrachtung der Materialeigenschaften von InN wurde verzichtet, da dieses Material im Rahmen dieser Arbeit nicht zur Anwendung kam.

Tab. 1: Grundlegende Parameter der Halbleiter AlN und GaN unter Normalbedingungen:

Material		AlN	GaN
Kristallstruktur [Abl04]		Wurtzit	Wurtzit
Raumgruppe [Abl04]		P6 ₃ mc	P6 ₃ mc
Gitterkonstante [Amb99]	a [Å]	3,112	3,189
Gitterkonstante [Amb99]	c [Å]	4,982	5,185
interner Zellparameter [Amb99]	u	0,380	0,376
c/a Verhältnis [Amb99]		1,6010	1,6259
Dichte [Abl04]	ρ [g/cm ³]	3,21	6,15
Schmelzpunkt [Abl04]	T _s [°C]	3487	2791
therm. Ausdehnungskoeff. [Abl04]	α_a [10 ⁻⁶ K ⁻¹]	4,2	5,59
	α_c [10 ⁻⁶ K ⁻¹]	5,3	3,17
Bandlücke [Sed08, Mon08]	E _G [eV]	6,025	3,437
Dielektrizitätskonstante [Abl04]	$\epsilon_{r_x} = \epsilon_{r_y}$	9,0	9,5
	ϵ_{r_z}	10,7	10,4
spontane Polarisation [Amb99]	P _{SP} [C/m ²]	-0,081	-0,029

Einer der Hauptvorteile des Materialsystems AlN, GaN und InN besteht darin, dass Legierungen wie $Al_xGa_{1-x}N$ (analog auch InGaN und AlInN) mit nahezu beliebigem Mischungsverhältnis Al:Ga = $x:(1-x)$ hergestellt werden können. Dabei sind die Legierungspartner statistisch im Kristallgitter angeordnet. Die strukturellen Eigenschaften solcher Legierungen, insbesondere die Gitterkonstanten a und c , können nach dem Vegardschen Gesetz in Abhängigkeit vom Aluminiumgehalt x linear interpoliert werden:

$$k(Al_xGa_{1-x}N) = (k(AlN) - k(GaN)) \cdot x + k(GaN) \quad (1)$$

Die elektronischen Eigenschaften wie die Bandlücke sind dagegen nicht linear von der Zusammensetzung abhängig. Diese Nichtlinearität wird durch Ladungstransfer zwischen den Kationen auf Grund ihrer unterschiedlichen Elektronegativität und durch innere Verspannungen auf Grund der statistisch verteilten unterschiedlichen Bindungslängen hervorgerufen [Amb02]. Sie kann durch eine quadratische Gleichung der Form

$$k(Al_xGa_{1-x}N) = x \cdot k(AlN) + (1-x) \cdot k(GaN) + b \cdot x \cdot (1-x) \quad (2)$$

angenähert werden. Dabei wird die lineare Gleichung (1) durch einen quadratischen Term mit dem so genannten *Bowing*-Parameter b erweitert. Für die Bestimmung der Bandlücke der im Rahmen dieser Arbeit gewachsenen AlGaN-Schichten wurde ein *Bowing*-Parameter von 0,9 eV verwendet [Lee99].

2.2 Piezoelektrische und elastische Eigenschaften

Pyroelektrische Kristalle sind immer auch piezoelektrisch, das heißt innere Verspannungen des Gitters oder äußere Kräfte induzieren eine zusätzliche Polarisierung des Kristalls. Dabei ist die zusätzliche piezoelektrische Polarisierung entlang der c -Achse am stärksten ausgeprägt. Aus messtechnischen Gründen kann häufig nur das senkrechte Modul d_{33} bestimmt werden, daher wird das Modul d_{31} typischerweise über folgende Abhängigkeit angenähert [Guy99]:

$$d_{31} = -\frac{d_{33}}{2} \quad (3)$$

Für eine ausführliche Beschreibung der Tensorarstellung der piezoelektrischen Moduli und Konstanten sei an dieser Stelle auf Anhang A verwiesen. Vergleicht man die Ergebnisse verschiedener Forschungsgruppen, so stellt man eine starke Streuung beider piezoelektrischer Moduli fest, wobei diese Streuung bei AlN stärker auftritt als bei GaN. Gerade bei AlN liegt eine Ursache darin, dass Proben mit sehr unterschiedlicher Materialqualität (epitaktisch/ gesputtert) untersucht wurden.

Bei der Bestimmung der Koeffizienten von epitaktischen Schichten tritt jedoch eine weitere Besonderheit auf, das so genannte *substrate clamping*, welches von den jeweiligen Gruppen unterschiedlich behandelt wird. Dieser Effekt beschreibt die Tatsache, dass die Gitterkonstante der epitaktischen Schicht an der Grenzfläche zum Substrat durch die Gitterkonstante des Substrates bestimmt wird, was der piezoelektrischen lateralen Ausdehnung entgegenwirkt. Aus diesem Grund wird angenommen, dass der gemessene piezoelektrische Effekt einer epitaktischen Schicht geringer ausfällt als es bei vergleichbarem Volumenmaterial der Fall wäre. In der Literatur findet man daher häufig die Umrechnung des gemessenen Schicht-Modul d_{33}' in den Volumen-Modul d_{33} mit Hilfe der elastischen Parameter S_{ij} [Guy99, Lue00, Mar04]:

$$d_{33} = d_{33}' - 2 \left(\frac{d_{31}' S_{13}}{S_{11} + S_{12}} \right) \quad (4)$$

Da die Betrachtung dieses Effektes sehr uneinheitlich gehandhabt wird, wurden für die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen unmittelbar die gemessenen Werte ohne Berücksichtigung des *clamping*-Effektes betrachtet. Die Tabellen 2 und 3 listen die piezoelektrischen Moduli von GaN und AlN auf, wie sie von verschiedenen Gruppen theoretisch berechnet bzw. experimentell ermittelt wurden. Bei Gruppen, die den *clamping*-Effekt berücksichtigen, wurden beide Werte aufgeführt.

Tab. 2: Piezoelektrische Moduli von AlN (SAW – *surface acoustic wave*, *eigene Arbeiten mit # gekennzeichnet*):

Ref.	Wachstum	Substrat	Methode	d_{33} [pm/V]	d_{31} [pm/V]	d_{15} [pm/V]
[Amb03]			theor.	5,35	-2,30	-2,07
[Ber02]			theor. (GGA/LDA)	5,4 6,4	-2,1 -2,6	2,9 3,4
[Kam96]			theor.	6,72	-2,71	
[Gas99, Guy99]	MOCVD	Silizium	Interferometrie	5,6	-2,8*	
[Guy99]	Plasma-CVD	Silizium	Interferometrie	4,5	-2,2*	
[Lue00]	MBE		Interferometrie	3,9 (5,0)**	-1,95*	
[Rod01]	MBE	SiC	AFM	2,9-4,6	-2,3*	
[Rod01]	gesputtert	Silizium	AFM	4,0-6,0	-3,0*	
[Rod01]	gesputtert	Silizium	Interferometrie	3,2	-1,6*	
[Tsu81]	MOCVD	Saphir	SAW	5,53	-2,65*	-4,08
[Ton06]	gesputtert	Silizium	AFM	5,4	-2,7*	
[Mar04]	gesputtert	Silizium	Interferometrie	5,15 (6,83)**	-2,6*	
[Gas99]	gesputtert	Silizium	Interferometrie	4,0	-2,0*	

* berechnet aus $d_{31} = -d_{33}/2$

** in Klammern der korrigierte Bulkwert

Tab. 3: Piezoelektrische Moduli von GaN (AFM – Atomkraftmikroskopie):

Ref.	Wachstum	Substrat	Methode	d_{33} [pm/V]	d_{31} [pm/V]	d_{15} [pm/V]
[Ber02]			theoretisch	2,7	-1,4	-1,8
[Amb03]			theoretisch	2,29	-1,25	-,158
[Guy99]	HVPE	SiC	Interferometrie	3,7	-1,9*	
[Guy99]	Laser-CVD	Si	Interferometrie	2,6	-1,3*	
[Lue00]	MBE		Interferometrie	2,38 (3,1)**	-1,19* (1,55)**	
[Mue98]	MOCVD		Interferometrie	2,0	1,0*	
[Rod01]	MOCVD	AlN/Si	Interferometrie	3,9		
[Rod01]	MOCVD	AlN/Si	AFM	2,1-2,8		

* berechnet aus $d_{31} = -d_{33}/2$

** in Klammern der korrigierte Bulkwert

Auch die elastischen Konstanten der Gruppe III-Nitride zeigen eine starke Anisotropie, so dass je nach dem konkreten Anwendungsfall ein recht unterschiedliches effektives E-Modul wirksam sein könnte, je nachdem, ob die Belastung uniaxial, biaxial, in der Ebene oder entlang der c-Achse erfolgt.

Gleichung (5) gibt den Belastungsfall für eine senkrecht (entlang der c-Achse) wirkende Kraft an, Gleichung (6) für den Fall einer in der Ebene angreifende biaxiale Kraft (hexagonale Kristallstruktur):

$$\sigma_{zz} = \left(C_{33} - \frac{2C_{13}^2}{C_{11} + C_{12}} \right) \cdot \varepsilon_{zz} \quad (5)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \left[C_{11} + \frac{C_{12}^2 C_{33} - C_{12} C_{13}^2 + C_{13}^2 C_{11} - C_{12} C_{13}^2}{C_{13}^2 - C_{11} C_{33}} \right] \cdot \epsilon_{xx} \quad (6)$$

Der Klammerausdruck beschreibt das jeweilige effektive E-Modul in x-, y- und z-Richtung, wobei die z-Richtung dem Verlauf der polaren Achse c im Kristall entspricht. Die genaue Herleitung für verschiedene uni- und biaxiale Spannungsfälle ist im Anhang A2 näher beschrieben. Tabelle 4 und 5 zeigen eine Übersicht über die berechneten bzw. experimentell ermittelten Datensätze verschiedener Forschergruppen und die dazugehörigen effektiven E-Module für GaN und AlN, berechnet nach (5) und (6).

Tab. 4: Elastische Konstanten und E-Modul von GaN (Wurtzit) in [GPa].

Ref.		C_{11}	C_{12}	$C_{11}+C_{12}$	C_{13}	C_{33}	C_{44}	E_{xx}^{**}	E_{zz}^*
[Sav78]	Exp.	296	130	426	158	267	24	273	150
[Pol96]	Exp.	390	145	535	106	398	105	343	356
[Tak96]	Exp.	374	106	480	70	379	101	347	359
[Deg98, Yam97]	Exp	365***	135***	500	114	381		324	329
[Yam99]	Exp	377***	139***	516	98	389		331	352
[Rec01]	Exp	316***	117***	433	96	324		280	281
[Sch97]	Exp	392***	145***	537	114	209		355	161
[Deg99, Yam99]	Exp	375***	139***	514	80	387		328	362
[Kim94, Kim96]	Kalk	396	144	540	100	392	91	350	355
[Wri97]	Kalk	367	135	502	103	405	95	324	363
[Wag02]	Kalk	376***	139***	515	104	414		331	373
[Shi98]	Kalk	358***	132***	490	104	376		316	332

* Berechnet nach Gl. (5).

*** Abgeschätzt aus $C_{11}+C_{12}$.

** Berechnet nach Gl. (6).

Tab. 5: Elastische Konstanten und E-Modul von AlN (Wurtzit) in [GPa].

Ref.		C_{11} ***	C_{12} ***	$C_{11}+C_{12}$	C_{13}	C_{33}	C_{44}	E_{xx} **	E_{zz} *
[McN93]	Exp.	409	151	560	99	389		359	354
[Deg98]	Exp.	401	149	550	100	390		353	354
[Dav99]	Exp.	375	139	514	120	395		333	339
[Dav98]	Exp.	435	161	596	140	392		388	326
[Tsu85]	Exp.	343	127	470	120	395		305	334
[Wri97]	Kalk	389	144	533	108	373		344	329
[Shi98]	Kalk	394	146	540	112	383		348	337
[Wag02]	Kalk	393	145	538	113	370		348	323
[Rui94]	Kalk	447	166	613	116	409		394	365
[Kim96]	Kalk	393	145	538	127	382		350	322
[Kat94]	Kalk	360	134	494	127	382		322	317

* Berechnet nach Gl. (5).

*** Abgeschätzt aus $C_{11}+C_{12}$.

** Berechnet nach Gl. (6).

Für die Bestimmung der piezoelektrischen Koeffizienten von AlGa_{0.3}N wurde die Gültigkeit des Vegardschen Gesetzes angenommen. Da die elastischen Konstanten von GaN und AlN innerhalb der starken Streuung der in der Literatur vertretenen Angaben vergleichbare Werte aufweisen, wurde hier auf eine Interpolation verzichtet und für GaN und Al_{0.3}Ga_{0.7}N die gleichen elastischen Konstanten angenommen. Trotz der starken Anisotropie der elastischen Konstanten ergab die Berechnung des lateralen, wie auch des senkrechten E-Moduls sehr ähnliche Werte, so dass vereinfacht mit einem isotrop angenommenen E-Modul von 340 GPa gerechnet wurde.

2.3 Zweidimensionale Elektronengase an Heterogrenzflächen

Wie bereits beschrieben, sind Gruppe III-Nitride in ihrer Wurtzitphase sowohl piezo- als auch pyroelektrisch. Diese Eigenschaft führt zur Ausbildung von polarisationsinduzierten Flächenladungsträgerdichten an der Grenzfläche von heteroepitaktisch abgeschiedenen Schichten (Abb. 5) [Amb99]. Dabei setzt sich die gesamte Polarisation P aus der spontanen Polarisation des Materials P_{SP} und der piezoelektrischen Polarisation P_{PE} aus der Verspannung der Schichten zusammen:

$$P = P_{SP} + P_{PE} \quad (7)$$

Im Folgenden soll exemplarisch eine c-Achsen orientierte, *Ga-face* gewachsene AlGa_N/GAN-Schichtfolge betrachtet werden. Wird eine AlGa_N-Schicht epitaktisch auf einer Ga_N-Zwischenschicht abgeschieden, so ist sie aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten biaxial zugverspannt, was zu einer zusätzlichen piezoelektrischen Polarisation führt. Die darunter befindliche Ga_N-Schicht gibt dabei das Gitter als Bezugsgröße vor und wird im einfachsten Fall selbst als unverspannt angenommen, so dass neben der spontanen Polarisation beider Schichten nur die zusätzliche piezoelektrische Polarisation der AlGa_N-Schicht in die gesamte Polarisation an der Grenzfläche eingeht. Die piezoelektrische Polarisation einer Schicht lässt sich aus ihrer biaxialen Verspannung nach folgender Beziehung berechnen:

$$P_{PE} = e_{33}(x) \cdot \varepsilon_z + e_{31}(x) \cdot (\varepsilon_x + \varepsilon_y) \quad (8)$$

Dabei sind e_{33} und e_{31} die piezoelektrischen Konstanten von AlGa_N in Abhängigkeit vom Aluminiumgehalt x und ε_x , ε_y die biaxiale Dehnung in x - und y -Richtung (in der Basalebene) sowie ε_z die Verspannung entlang der c -Achse des Kristalls:

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = \frac{a(\text{GaN}) - a_0(x)}{a_0(x)} \quad \text{und} \quad (9)$$

$$\varepsilon_z = \frac{c - c_0(x)}{c_0(x)} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \cdot \left(\frac{a(\text{GaN}) - a_0(x)}{a_0(x)} \right) \quad (10)$$

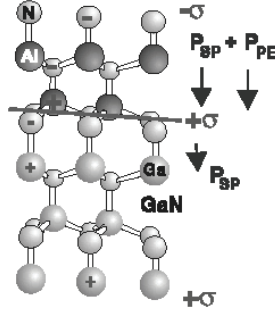


Abb. 5: Schematische Darstellung der Grenzfläche AlN/GaN mit den dazugehörigen Polarisationsfeldern und Ladungen.

Gleichung (9) und (10) gelten unter der Annahme, dass die AlGaN-Schicht pseudomorph auf der GaN-Zwischenschicht gewachsen ist, woraus folgt, dass die tatsächliche Gitterkonstante a der AlGaN-Schicht nicht den vom Al-Gehalt abhängigen Wert $a_0(x)$ annimmt, sondern der Gitterkonstanten des GaN $a(\text{GaN})$ entspricht. Die piezoelektrische Verspannung lässt sich dann mit Hilfe der Gleichungen (8) - (10) wie folgt berechnen:

$$P_{PE} = 2 \cdot \frac{a - a_0}{a_0} \cdot \left(e_{31} - e_{33} \cdot \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (11)$$

Da der Ausdruck $(e_{31} - e_{33}(C_{13}/C_{33}))$ für AlGaN immer kleiner null ist, ist die piezoelektrische Polarisation negativ für zug- und positiv für druckverspannte Schichten. In Abhängigkeit von der Schichtdicke und dem Aluminiumgehalt der AlGaN-Schicht kann es auch zu einer (teilweisen) Relaxation derselben kommen, so dass die tatsächliche Gitterkonstante der aufgewachsenen Schicht weder die eigene (unverspannte) Gitterkonstante noch die des Substrates besitzt. In diesem Fall muss der Relaxationsgrad $r(x)$ mit berücksichtigt werden. Auf die Heteroepitaxie von AlGaN auf GaN bezogen, lautet die Gleichung:

$$r(x) = \frac{a_{real}(AlGaN) - a(GaN)}{a_0(x) - a(GaN)}. \quad (12)$$

Die piezoelektrische Verspannung (Gl. 11) wird dann um den Relaxationsgrad (Gl. 12) erweitert:

$$P_{PE} = 2 \cdot (1 - r(x)) \left(\frac{a(GaN) - a_0(x)}{a_0(x)} \right) \cdot \left(e_{31} - e_{33} \cdot \frac{C_{13}}{C_{33}} \right). \quad (13)$$

Die Differenz der spontanen Polarisation beider Materialien und der piezoelektrischen Polarisation der verspannten AlGa_N-Schicht führt zur Entstehung einer polarisationsinduzierten Flächenladung σ :

$$\sigma(P_{SP} + P_{PE}) = \Delta P = P_{SP}(AlGaN) - P_{SP}(GaN) + P_{PE}(AlGaN) \quad (14)$$

Ist diese Polarisationsladung positiv, wie es bei oben betrachteter Grenzfläche der Fall ist, so wird sie von freien Elektronen kompensiert, die sich an der Grenzfläche ansammeln. Die dazugehörige Flächenladungsträgerdichte $n_s(x)$ im 2DEG lässt sich in Abhängigkeit vom Aluminiumgehalt x und der Dicke d_{AlGaN} der AlGa_N-Schicht für undotierte pseudomorph gewachsene AlGa_N/Ga_N-Heterostrukturen wie folgt näherungsweise berechnen [Amb99, Rid00]:

$$n_s(x) = \frac{\sigma(x)}{e} - \frac{\epsilon_0 E_F}{e^2} \left(\frac{\epsilon_{AlGaN}(x)}{d_{AlGaN}} + \frac{\epsilon_{GaN}}{d_{GaN}} \right) - \frac{\epsilon_0 \epsilon_{AlGaN}(x)}{e^2 \cdot d_{AlGaN}} \left(e \phi_{AlGaN}(x) + E_F(x) - \Delta E_c^{AlGaN}(x) \right) \quad (15)$$

Dabei sind E_F das Fermi-Niveau im Ga_N, ϵ_{GaN} und ϵ_{AlGaN} die relativen Dielektrizitätskonstanten, $e\phi$ die Schottky-Barrierenhöhe (abhängig von der gewählten Materialkombination der Kontaktierung) und ΔE_c der Leitungsbandoffset. Die Flächenladungsträgerdichte σ/e kann dabei Größenordnungen bis 10^{13} cm^{-2} erreichen, so dass ein so genanntes zweidimensionales Elektronengas (2DEG) entsteht. Abbildung 6 zeigt den schematischen Verlauf des Leitungsbandes für AlGa_N-Barrieren mit einem Al-Gehalt von 30 % und einer

Dicke zwischen 10 und 30 nm und die dazugehörige, steigende Elektronendichte im 2DEG (simuliert mit nextnano® [nex]).

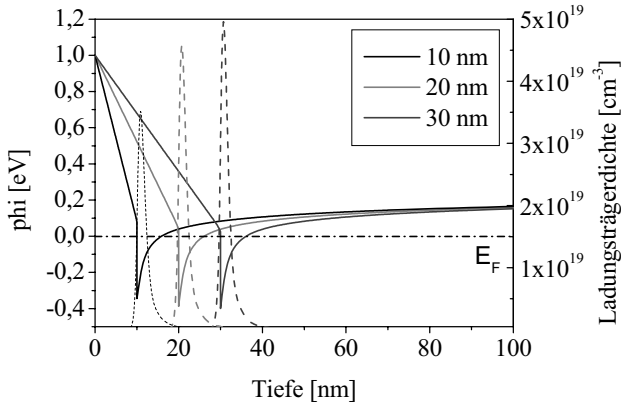


Abb. 6: Bandkantenverlauf des Leitungsbandes (durchgezogene Linien) und die dazugehörige Ladungsträgerdichte (gepunktete Linien) an der Grenzfläche (2DEG) für AlGaN/GaN-Heterostrukturen mit 10 – 30 nm AlGaN-Barrierendicke und einem festgelegten Oberflächenpotential von 1 eV, berechnet mit nextnano®.

Im folgenden Kapitel werden zunächst die grundlegenden Eigenschaften und Anforderungen an MEMS dargestellt, bevor die Übertragungsfunktion eines piezoelektrischen Balkens hergeleitet wird. Abschließend soll aus der Zusammenführung des gewählten Materials und Designs eine theoretische Abschätzung der zu erwartenden Ausgangssignale getroffen werden.

3 GaN-basierte mikroelektromechanische Resonatoren: Eigenschaften und Erwartungswerte

3.1 Mikroelektromechanische Resonatoren

Ein Mikroelektromechanisches System (MEMS) bezeichnet ein integriertes System mit elektrischen und mechanischen Komponenten, welches durch Fertigungsverfahren der Mikroelektronik hergestellt wird, dessen Größe sich (zumindest in einer Abmessung) im Bereich von Mikrometern befindet und das datenverarbeitende, sensorische und aktorische Funktionen verbindet [Lys02]. Die ersten Resonatoren wurden bereits 1965 von Nathanson und Wickstrom [Nat65, Nat67] vorgestellt. Dabei wurde erstmals ein Bandpassfilter für Hochfrequenzanwendungen mit Hilfe eines mechanisch-resonanten Gates (in Form eines schwingenden Cantilevers) realisiert (Abb. 7).

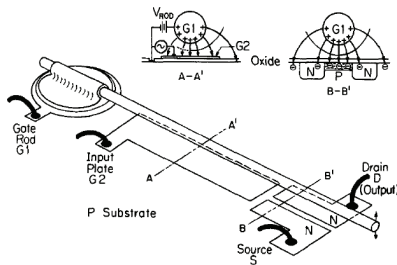


Abb. 7: Si-basierter Transistor mit mechanisch-resonantem Gate-Cantilever für RF-Schaltkreise [Nat65, Nat67].

Neben HF-Anwendungen kommen MEMS heute vielfältig in der Automobilindustrie als Drehmoment- und Beschleunigungssensoren, als aktive Elemente in Projektionsgeräten und vielem mehr zum Einsatz (Abb. 8). Für tiefer gehende Studien zum Thema MEMS und Si-basierter MEMS-Technologie sei an dieser Stelle auf die umfangreiche Literatur zu diesen Themen verwiesen [Gar01, Lys02].

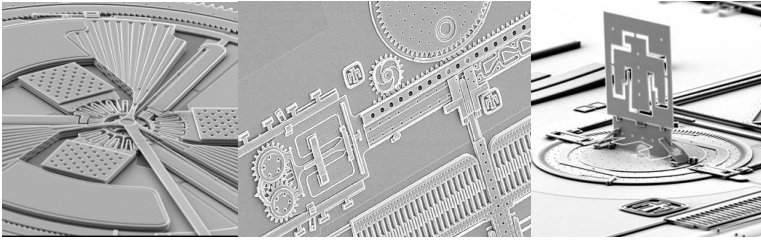


Abb. 8: Beispiele für komplexe MEMS-Strukturen aus Silizium [ans08].

Die vorliegende Arbeit widmet sich ausschließlich der Herstellung von einfachen, zweiseitig eingespannten Balken (Abb. 9), da diese verhältnismäßig einfach zu theoretisch zu modellieren sind, so dass die piezoelektrischen und mechanischen Eigenschaften des Materials bestimmt und die technologischen Konsequenzen der Verwendung von nitridischen Materialien betrachtet werden können.

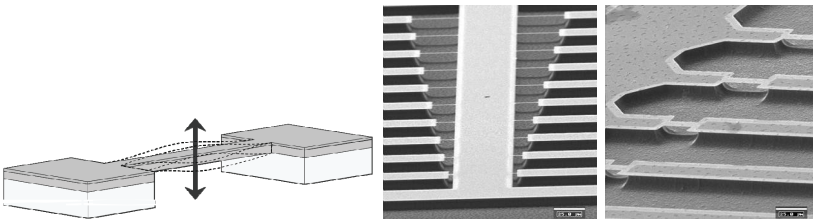


Abb. 9: Grundstruktur eines zweiseitig eingespannten Balkens (links) und AlN- bzw. SiC-Balken verschiedener Länge, die im ZMN hergestellt wurden (mitte/rechts).

Daher werden in den folgenden Abschnitten zunächst die Resonanzfrequenz und Güte von zweiseitig eingespannten Balken eingeführt. Anschließend wird eine kurze Einführung in die gängigen Anrege- und Auslesemechanismen gegeben, bevor die gewählte Form des Anregens und Auslesens mit Hilfe des piezoelektrischen Effektes ausführlich mathematisch beschrieben wird.

3.1.1 Resonanzfrequenz und Güte mehrlagiger, verspannter Balken

Die beiden wichtigsten Parameter, mit denen schwingende Systeme charakterisiert werden, sind ihre Resonanzfrequenz und Güte. Dabei ist die Resonanzfrequenz des Systems die Anregungsfrequenz, bei der die Amplitude der Systemschwingung ihr Maximum erreicht. Ausführliche Betrachtungen zur Berechnung der Resonanzfrequenz von ein- und zweiseitig eingespannten Balken (Cantilevern und Brücken), sowie von gekoppelten Strukturen finden sich u. a. in [Nie05] und können in verschiedenen Lehrbüchern [Gar01, Lys02] nachgelesen werden. Für kleine Amplituden (im Bereich der linearen Kraft-Dehnungs-Abhängigkeit) ergibt sich die Resonanzfrequenz der n-ten Mode beidseitig eingespannter, axial verspannter Balkenstrukturen zu [Nie05]:

$$f_n = \frac{k_n^2}{2\pi l^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho A}} \cdot \sqrt{1 + \gamma_n \frac{l^2}{d^2} \varepsilon_{xx}} = 1,028 \sqrt{\frac{E}{\rho}} \frac{d}{l^2} \cdot \sqrt{1 + 0,295 \frac{l^2}{d^2} \varepsilon_{xx}} \quad (16)$$

mit EI: Biegesteifigkeit, ρA : Massebelag, ε_{xx} : axiale Dehnung, d: Balkendicke, l: Balkenlänge und k_n , γ_n : modenabhängige Konstanten. Für unverspannte Balken entfällt der hintere Term und die Gleichung reduziert sich auf die bekannte Euler-Bernoulli-Gleichung zur Berechnung der Resonanzfrequenz. Die axiale Verspannung führt im Vergleich zum unverspannten Balken bei gleicher Geometrie zu deutlich höheren Resonanzfrequenzen.

Um die gewünschten Anregungsmechanismen (magnetodynamisch, piezoelektrisch) und Sensorfunktionen (funktionalisierte/passivierte Oberflächen) in den mikromechanischen Resonator zu integrieren, werden meist mehrschichtige Strukturen realisiert. Zur analytischen Beschreibung dieser Balken wurde eine Erweiterung von Gl. (16) entwickelt [Nie08], die die Terme EI und ρA durch die Summen der Biegesteifigkeiten bzw. der Massebeläge der einzelnen Schichten ersetzt bzw. die Balkendicke d durch eine effektive Dicke d_{eff} :

$$EI \Leftrightarrow \overline{EI} = \sum_{j=1}^s E_j I_j, \quad \rho A \Leftrightarrow \overline{\rho A} = \sum_{j=1}^s \rho_j A_j, \quad d^2 \Leftrightarrow \overline{d^2} = \frac{\sum_{j=1}^s E_j A_j}{\sum_{j=1}^s E_j I_j} \quad (17)$$

Dabei ist s die Anzahl der Schichten mit dem Schichtindex j . Das Flächenträgheitsmoment

$$I_{j,z} = \frac{bd_j^3}{12} + z_n^2 bd_j \quad (18)$$

mit der Balkenbreite b einer einzelnen Schicht hängt dabei von deren Lage in Bezug zur neutralen Faser z_n ab (Satz von Steiner). Eine Überprüfung der Ergebnisse erfolgte sowohl experimentell als auch numerisch mit Hilfe des Finite-Elemente-Programmpakets ANSYS[®], die die Zuverlässigkeit der entwickelten Methode bestätigte [Nie08].

Der Gütefaktor (auch Güte, Kreisgüte, Resonanzüberhöhung, Resonanzschärfe, Schwingkreisgüte oder Q-Faktor genannt) ist ein Maß für die im System auftretende Dämpfung und beschreibt das Verhältnis der eingekoppelten Energie zu den auftretenden Energieverlusten pro Schwingungsperiode. Für die Begrenzung der Güte bei mikro- und nanoelektromechanischen Resonatoren sind verschiedene Verlustmechanismen verantwortlich. Neben der Energieabgabe an die Umgebung durch viskose Reibung erfolgt auch eine Dämpfung durch Energieverluste an den Ankerstellen der beweglichen Strukturen. Aber auch im Material selbst geht Bewegungsenergie durch den Effekt der thermoelastischen Dämpfung und durch die innere Reibung an Defekten an der Oberfläche und im Volumen verloren. Letztere wird durch die Kristallqualität (Defekte, Korngrenzen u. ä.) und Prozesseinflüsse (z. B. Ättschäden, Aufrauung der Kanten und Oberflächen) hervorgerufen. Die Gesamtgüte eines Systems wird bestimmt durch die des stärksten Verlustmechanismus:

$$\frac{1}{Q_{\text{gesamt}}} = \frac{1}{Q_{\text{viskos}}} + \frac{1}{Q_{\text{Einspannung}}} + \frac{1}{Q_{\text{Material}}} + \dots \quad (19)$$

Im Falle des Betriebes im viskosen Medium, wie z. B. Luft, dominiert die viskose Dämpfung der Umgebung. Diese kann mit Näherungsformeln abgeschätzt werden, wie sie sich aus Lösungen der Navier-Stokes-Gleichungen ergeben. Da diese analytisch nur für einfachste Geometrien lösbar ist, wird der schwingende Balken durch eine Kugelschleife mit einem Radius $R = b/2$ angenähert (b – Balkenbreite) [Cim06, Bru09]. Dann ergibt sich mit

der Dichte ρ_0 und der dynamischen Viskosität der Umgebung η_0 für die Güte (in der ersten Schwingungsmode):

$$Q = \frac{\frac{2}{3} \cdot \rho \cdot b \cdot d}{\frac{\eta_0}{f_{res}} + \frac{b}{2} \sqrt{\frac{\pi \eta_0 \rho_0}{f_{res}}}} \quad (20)$$

Die in epitaktischen Materialien wie den Nitriden häufig auftretende biaxiale Verspannung hat auch auf die erreichbare Güte einen starken Einfluss, da sie über die Resonanzfrequenz mittelbar in diese eingeht (Gl. 16). Auch die gewählte Geometrie, das heißt Länge, Dicke und Weite gehen sowohl mittelbar über die Resonanzfrequenz (Abb. 10 links), als auch unmittelbar in die Güte (Abb. 10 rechts) ein. Damit ist die Gestaltung der Geometrie neben der Wahl des Materials ein wesentlicher Optimierungsparameter, um die gewünschten Resonanzfrequenzen und Güten zu erreichen.

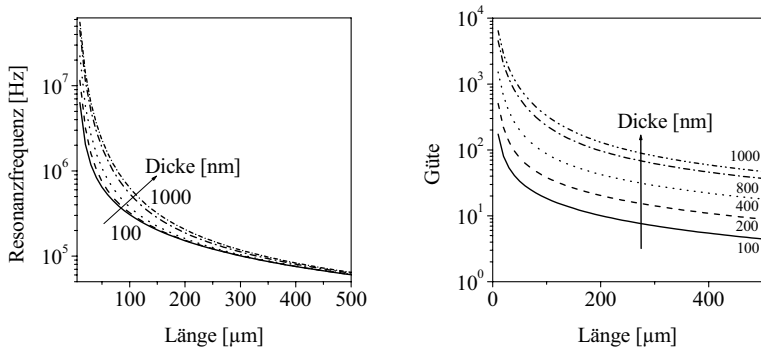


Abb. 10: Berechnete Resonanzfrequenz und Güte für GaN-Balken in Abhängigkeit von ihrer Länge (Parameter: Dicke des Balkens; Breite beträgt gleich bleibend 4 μm)

In der Sensorik müssen vor allem zwei Anforderungen erfüllt werden, unabhängig davon, um welche Art Sensor es sich handelt: zum einen sollte die Empfindlichkeit gegenüber der

Messgröße möglichst hoch sein, zum anderen wird ein großes Ausgangssignal benötigt, um ein möglichst großes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erzielen. Bei der Verwendung mechanischer Resonatoren als Sensorelement führen diese beiden Bedingungen jedoch zu der Notwendigkeit einen Kompromiss zu schließen. Die Empfindlichkeit des Resonators steigt, je kleiner seine Abmessungen und damit seine Masse sind:

$$\Delta f \approx -\frac{1}{2} \frac{\Delta m}{m} \cdot f_{res} \quad (21)$$

Je geringer die aktive Masse m des Sensors selbst ist, desto stärker wirkt sich die Beaufschlagung mit einer zusätzlichen Masse Δm in Form einer Frequenzänderung Δf aus, sei es durch die Adsorption bzw. Absorption von Gasen oder durch das gezielte Aufbringen eines zu wiegenden Objektes (organische Moleküle, Viren, Zellen usw.) [Nie05].

Gleichzeitig bedeuten geringe Abmessungen eine sinkende Gesamtgüte des Systems, da die Ausgangssignale und damit das Signal-Rausch-Verhältnis sinken. Trägt man die Literaturdaten hinsichtlich der erzielten Gesamtgüte (in Vakuum) von Resonatoren zusammen, so zeigt sich, dass die maximal erreichbare Gesamtgüte proportional zum Volumen des Balkens sinkt, unabhängig vom verwendeten Material und unabhängig vom Kantenverhältnis des verwendeten Resonators (vgl. Abb. 11 rechts) [Cim06, Cim07]. Mit dem kleiner werdenden Ausgangssignal steigt der Aufwand der benötigten Messtechnik. Auch wird die Herstellung spezieller Umgebungsbedingungen (elektrische und akustische Abschirmung, Vakuum, Tiefsttemperaturen) erforderlich.

Diese Limitierung kann zu einem geringen Teil überwunden werden, wobei die Resonanzfrequenz und damit die Güte über den Einbau einer Zugverspannung im Material überhöht werden (Abb. 11 rechts) [Cim06]. Insgesamt zeigt sich aber, dass sensorische Anwendungen zwischen der erzielbaren Empfindlichkeit und dem benötigten Ausgangssignal „ausbalanciert“ werden müssen.

Soll der Sensor bei normalen Umweltbedingungen oder gar in Flüssigkeiten betrieben werden, muss zudem die starke viskose Dämpfung der Umgebung bei der Skalierung des Sensors mit berücksichtigt werden, da die erzielte Güte beim Übergang von Vakuum zu

Normaldruck auf etwa 1/1000 des ursprüngliches Wertes sinkt und durch den Betrieb in Flüssigkeiten weiter abnimmt (Abb. 11 links).

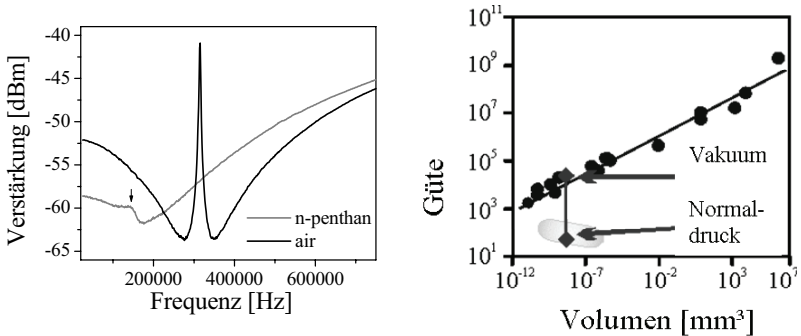


Abb. 11: Gegenüberstellung der Ausgangssignale für Schwingungen an Luft und in der Flüssigkeit (links), Abhängigkeit der Güte vom Volumen des Resonators (rechts), dabei ist der Bereich der eigenen Arbeiten hell markiert [Cim07].

3.1.2 Anrege- und Auslesemechanismen

Tabelle 6 gibt einen Überblick über bislang realisierte Brücken und Cantilever aus Halbleitern mit großer Bandlücke. Dabei ist SiC das am häufigsten benutzte Material. Obwohl erste nitridische Strukturen in der Literatur bereits vorgestellt wurden [Dav04, Zau06, Zim06] liegen Messdaten für die Resonanzfrequenz und Güte abgesehen von Cimalla et al. [Foe06, Bru07, Cim07b] bisher nur von der Gruppe Cleland [Cle01] vor.

MEMS und NEMS können auf vielfältige Weise zum Schwingen angeregt und ausgelesen werden, wobei sich die dabei verwendeten Methoden in der benötigten Ausrüstung und der Integrationsfähigkeit deutlich unterscheiden. Verhältnismäßig einfach zu realisieren ist die magnetodynamische Anregung, die darauf beruht, dass ein Strom durchflossener Leiter im Magnetfeld ausgelenkt wird. Die Bewegung induziert ihrerseits einen Stromfluss im Leiter, der jedoch bis zu 6 Größenordnungen unterhalb der Anregung liegt, so dass die Schwierigkeit hier in der Trennung von Ein- und Ausgangssignal liegt [Foe06, Bru07,

Cim07b]. Auch ist der Integrierbarkeit dieses Systems durch die Notwendigkeit eines externen Magneten Grenzen gesetzt.

Andere Anregemechanismen nutzen das elektrostatische Prinzip [Gao03, Wis05], thermische Energieeinkopplung nach dem Bimetallmechanismus [Jin06] oder externe Piezosteller [Pla05], auf denen die zu untersuchende Struktur montiert wird. Die Auslenkung kann dann optisch mit Hilfe eines Fabry-Perot-Interferometers [Jin06], kapazitiv aus der sich über den Abstand des Balkens zur Oberfläche ändernden Kapazität [Gao03, Wis05], piezoresistiv nach dem Prinzip des Dehnmessstreifens [Oko03] oder piezoelektrisch über die Induktion einer Spannung aus der mechanischen Verformung [Pla05] ausgelesen werden.

Die kapazitive Messmethode hat insbesondere bei Silizium-basierten MEMS weite Verbreitung gefunden, wo komplexe Strukturen (Abb. 8) aber auch einfache Membranen zur Messung von mechanischen Größen wie Druck, Kraft, Beschleunigung, Durchflussrate, Auslenkung, Position usw. dienen. Die meist sehr kleinen Kapazitätsänderungen von wenigen pF erfordern spezielle Vorkehrungen zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses und zum Teil die Integration einer elektronischen Signalverstärkung [Cim07].

Das piezoelektrische Anregen und Auslesen von MEMS stellt eine Möglichkeit dar, einen vollständig integrierbaren Sensor mit rein elektrischen Ein- und Ausgangssignalen zu entwickeln. Diese Methode konnte für epitaktische MEMS auf Nitridbasis im Rahmen dieser Arbeit nachgewiesen werden [Bru08, Bru09b].

Tab. 6: MEMS/NEMS im Brücken- (B) bzw. Cantilever- (C) Design aus SiC und AlN mit den jeweiligen Maßen, Messbedingungen, Resonanzfrequenzen und Güten (eigene Arbeiten und Vorarbeiten mit * gekennzeichnet):

Ref.	Material	Anregung/ Auslesen	Größe (l/b/d) [µm]	f [MHz]	Q	Messumgebung
[Cle01]	AlN	B magn.-dyn.	(3,9-5,6)/0,2/0,17	82	$21 \cdot 10^3$	4.2 K, 8 T, UHV
[Hua03]	3C-SiC	B magn.-dyn.	(1-2)/0,15/0,075	200-1000	bis 4000	4.2 K, 8 T, UHV
[Eki04]	3C-SiC	B magn.-dyn.	14/0,67/0,26	32,8	~3000	17 K, 6 T, UHV
[Hua04b]	6H-SiC	B magn.-dyn.	3,3/0,2/0,2	171,2	~3000	17 K, 6 T, UHV
[Yan01]	3C-SiC	B magn.-dyn.	(8-17)/0,6/0,26	6,8-134	10^3 - 10^4	4.2 K, 5 T, UHV
[Cim06]*	3C SiC	B magn.-dyn.	(50-250)/(0,5-8)/(0,2-0,25)	0,32-2,1	130-320	normal, 0,5 T
[Cim06]*	AlN	B magn.-dyn.	(50-500)/4/0,11	0,06-0,75	30-150	normal, 0,5 T
[Foc06]*	AlN	C magn.-dyn.	(30-160)/4/0,11	0,05-0,09	10-70	normal, 0,5 T
[Foc06]*	3C-SiC	C magn.-dyn.	(30-160)/4/0,2	0,01-0,38	30-110	normal, 0,5 T
[Cim07b]*	AlN	B magn.-dyn.	(50-250)/(0,5-8)/(0,15-0,3)	0,006-0,885	25-60	normal, 0,5 T
[Cim07b]*	3C-SiC, AlN	B magn.-dyn.	(50-250)/(0,5-8)/0,2	0,32-2,1	5000-30000	10^{-5} mbar, 0,5 T
[Jin06]	3C-SiC	C therm./opt.	50-200/15-34/2-3	117-897		10^{-3} – 1000 mbar
[Gao03]	poly SiC	C elektrostatisch/ kapazitiv	(50-1000)/10/1	0,02-0,07		10^{-3} – 1000 mbar
[Wis05]	poly SiC	B elektrostatisch/ kapazitiv	(52-111)/9/0,7	1,5-4	3000	UHV
[Oko03]	6H-SiC	C Gasstrom/ piezoresistiv		0,036		Gasturbine, 20-600°C
[Pla05]	3C-SiC	C piezoel. [#]	$L = 200 \mu\text{m}$	85,63	75	normal
[Pla05]	3C-SiC	B piezoel. [#]	300/1/1	0,56-2,5		normal

[#] Anregung über ein externes Piezoelement

3.2 Piezoelektrische Übertragungsfunktion

Die einfachste Form piezoelektrisch betriebener Resonatoren basiert auf einer so genannten unimorphen Konfiguration, bei der mit Hilfe einer einzelnen piezoelektrischen Schicht ein Biegemoment zu erzeugt wird, welches im Resonanzfall zum Schwingen des Balkens führt. Der schematische Aufbau eines solchen Resonators ist in Abb. 12 dargestellt.

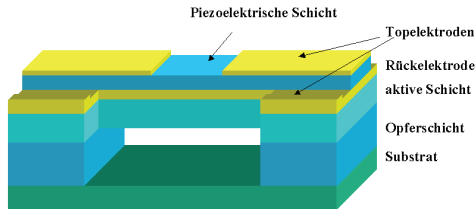


Abb. 12: Schematische Darstellung eines zweiseitig eingespannten, piezoelektrischen Resonators.

Wird einseitig an den Balken eine elektrische Spannung U angelegt, so wird die piezoelektrische Schicht vertikal, d.h. in Richtung der angelegten Spannung, gestaucht bzw. gedehnt. Die gleichzeitige, entgegen gesetzte Änderung der Ausdehnung der Schicht in der Ebene führt bei fester (epitaktischer) Beziehung zur zweiten Lage dazu, dass sich der Balken ähnlich wie ein Bimetallstreifen verformt und somit ausgelenkt wird. Realisiert man nun eine spiegelbildliche Fortführung des Balkens, so kann die Auslenkung über den umgekehrten piezoelektrischen Effekt ausgelesen werden.

Das vollständige Design eines piezoelektrischen Resonators erfordert also neben der beschriebenen Bilage zwei getrennte Elektroden auf jeder Seite des Balkens und eine (gemeinsame) Rückelektrode, die die Anregung und das Auslesen der Schwingung ermöglichen. Letztere kann zwischen die piezoelektrische und die mechanisch aktive Schicht eingebracht werden, oder, im Falle eines leitfähigen Materials, auch durch diese zweite Schicht selbst realisiert werden. Die Admittanz oder Übertragungsfunktion Y_{21} eines piezoelektrisch angeregten Balkens wird aus dem Quotienten aus Ausgangsstrom I_2 zur ange-

legten Anregungsspannung U_1 gebildet [DeV01]:

$$Y_{21}(j\omega) = \frac{I_2(j\omega)}{U_1(j\omega)} = \frac{F(j\omega)}{U_1(j\omega)} \cdot \frac{Z(j\omega)}{F(j\omega)} \cdot \frac{I_2(j\omega)}{Z(j\omega)} \quad (22)$$

Dabei ist die Admittanz Y_{21} das Produkt aus der mechanischen Kraft (F) - Auslenkungs (Z) - Funktion für doppelseitig eingespannte Balken

$$Z(j\omega)/F(j\omega) \quad (23)$$

und der elektromechanischen Kopplung η_1 und η_2 an Ein- und Ausgang:

$$\eta_1 = \frac{F(j\omega)}{U_1(j\omega)} \quad [\text{N/V}] \quad \text{und} \quad \eta_2 = \frac{Q_2(j\omega)}{Z(j\omega)} = \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{I_2(j\omega)}{Z(j\omega)} \quad [\text{C/m}]. \quad (24)$$

Dabei ist Z die Auslenkung des Balkens in z-Richtung, F die dafür aufgebrauchte mechanische Kraft und Q_2 die durch den inversen piezoelektrischen Effekt am Ausgang induzierte Ladungsverschiebung. Damit lässt sich Y_{21} mit Hilfe der elektrischen und mechanischen Eigenschaften des Balkens darstellen:

$$Y_{21} = j\omega \cdot \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \frac{Z(j\omega)}{F(j\omega)}. \quad (25)$$

Die Kraft-Auslenkungsfunktion ist modenabhängig und lässt sich aus der Bernoulli-Differentialgleichung [DeV01, Nie05] herleiten. Für die erste Anregungsmoden gilt:

$$\frac{Z(j\omega)}{F(j\omega)} = \frac{1}{M\omega_1^2 \left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_1} \right)^2 + j \left(\frac{\omega}{\omega_1} \right) \left(\frac{1}{Q} \right) \right)}, \quad (26)$$

dabei ist M das von der Schwingungs- bzw. Modenform $\phi(x)$ abhängige Massemoment

$$M = \int_0^l \rho \cdot b \cdot h \cdot \phi(x) dx \cong 1,036 \rho \cdot b \cdot h \cdot l. \quad (27)$$

Die elektromechanische Kopplung an Ein- und Ausgang wird bestimmt durch der Stärke

des piezoelektrischen Effektes, d. h. durch die Materialparameter der piezoelektrischen Schicht, sowie von der gewählten Elektrodenform.

3.2.1 Elektromechanische Kopplung am Eingang

Die elektrische Spannung wird in z-Richtung an den Piezokristall angelegt, wodurch eine Ausdehnung in z-Richtung und eine dazugehörige Kontraktion in lateraler Richtung (bzw. umgekehrt) erfolgt. Durch die Verschiebung der piezoelektrischen Schicht aus der Ebene der neutralen Faser heraus, wird die laterale Längenänderung in ein Biegemoment umgesetzt. Dabei wird die Scherspannung vernachlässigt und eine reine Biegespannung angenommen. Unter der Annahme, dass die Dicke der Piezoschicht wesentlich kleiner ist als die Gesamtdicke des Resonatorbalkens, so ist das Moment $M(x)$ das Produkt der lateralen Kraft, die durch die piezoelektrische Verformung hervorgerufen wird, multipliziert mit dem Abstand der piezoelektrischen Schicht von der neutralen Achse. Verläuft die neutrale Faser in der Mitte des Balkens, so gilt:

$$M(x) = d_{31} U_1 E_P b_1(x) \cdot \frac{h_e}{2}. \quad (28)$$

Dabei sind E_P das Elastizitätsmodul der Piezoschicht, b_1 die Breite der Elektrode für die piezoelektrische Anregung, d_{31} der piezoelektrische Koeffizient und h_e die Dicke des Balkenmaterials. Mit dem ortsabhängigen Moment $m(x)$

$$m(x) = \frac{dM(x)}{dx} = \frac{1}{2} \cdot d_{31} U_1 E_P h_e b_1'(x) \quad (29)$$

folgt mit $F(j\omega) = \frac{dm(x)}{dx}$ für die elektromechanische Kopplung am Eingang:

$$\eta_1 = \frac{F(j\omega)}{U_1(j\omega)} = \frac{d_{31} E_P h_e}{2} \cdot \int_0^L b_1'''(x) \phi(x) dx \quad (30)$$

3.2.2 Elektromechanische Kopplung am Ausgang

Die elektromechanische Kopplung am Ausgang η_2 entspricht der Ladungstrennung am Ausgang infolge der mechanischen Verbiegung des Balkens, so dass sie über Integration der piezoelektrisch induzierten Ladung über der Fläche der zweiten Elektrode ermittelt werden kann:

$$\begin{aligned}
 I_2 &= j\omega \int_0^L \int_0^{b_2} D_3 \cdot dy \cdot dx \\
 &= j\omega \int_0^L \int_0^{b_2} (\epsilon E_3 + d_{31} \sigma) dy \cdot dx, \tag{31}
 \end{aligned}$$

dabei ist D_3 die piezoelektrische Flächenladung, die mit Hilfe des linearen piezoelektrischen Gleichungssystems [Nye64] in Abhängigkeit eines externen elektrischen Feldes und der mechanischen Verspannung σ des Materials angegeben werden kann. Da das externe elektrische Feld E_3 an der Ausgangselektrode null ist, lässt sich I_2 in Abhängigkeit von der lateralen Verspannung ϵ_{xx} der Piezoschicht (in x-Richtung) wie folgt darstellen:

$$I_2 = j\omega d_{31} E_p \int_0^l b_2(x) \cdot \epsilon_{xx}(x) \cdot dx \tag{32}$$

Dies gilt unter der Annahme, dass die piezoelektrische Schicht im Vergleich zum Balkenmaterial so dünn ist, dass eine uniaxiale Verspannung derselben angenommen werden kann, die quer zum Balken an jeder Stelle x homogen ist, ohne zusätzlichen einen Gradienten in z -Richtung zu berücksichtigen. Die gesamte Verspannung ergibt sich dann aus der Überlagerung der aus Biegung und Längsdehnung resultierenden Verspannung:

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{xx}^{bend} + \epsilon_{xx}^{ext} = -\frac{h_e}{2} \cdot z''(x) + \frac{1}{2L} \int_0^l (z'(x))^2 dx. \tag{33}$$

Die Ableitungen $z''(x)$ und $z'(x)$ ergeben sich dabei aus der Auslenkung $z(x) = Z^* \phi(x)$ des Resonators in der jeweiligen Schwingungsmodenform $\phi(x)$. Für kleine Auslenkungen

kann die Längsdehnung des Resonators vernachlässigt werden, da sie nur zu einer geringen nichtlinearen Komponente in der Gesamtadmittanz führt. Setzt man s_1^{bend} in I_2 ein, so erhält man:

$$I_2 = j\omega Z \cdot \frac{-d_{31}E_p h_e}{2} \int_0^l b_2(x)\phi''(x)dx \quad (34)$$

Daraus folgt für die ausgangseitige elektromechanische Kopplung:

$$\begin{aligned} \eta_2 &= \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{I_2(j\omega)}{Z(j\omega)} \\ &= -\frac{d_{31}E_p h_e}{2} \int_0^l b_2(x)\phi''(x)dx . \end{aligned} \quad (35)$$

Die Gesamtadmittanz Y_{21} kann dann in Abhängigkeit von den Geometrie- und Materialgrößen des Resonators dargestellt werden:

$$Y_{21}(j\omega) = \frac{I_2(j\omega)}{U_1(j\omega)} = \frac{-j\omega \left(d_{31}E_p \frac{h_e}{2} \right)^2 \int_0^l b_1'' \phi(x)dx \cdot \int_0^l b_2(x)\phi''(x)dx}{M\omega_1^2 \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_1} \right)^2 + j \left(\frac{\omega}{\omega_1} \right) \left(\frac{1}{Q} \right) \right]} \quad (36)$$

3.2.3 Einfluss der Elektrodenform auf die elektromechanische Kopplung

Die Elektrodenform wird derart gestaltet, dass die elektromechanische Kopplung an Ein- und Ausgang für eine bevorzugte (gewählte) Mode maximal wird und unerwünschte Moden unterdrückt werden. Zum Beispiel ist es für eine maximale Anregung und Auslesung der Grundmode vorteilhaft, wenn die Elektroden möglichst genau in den Wendepunkten der Schwingung bei $1/4$ bzw. $3/4$ der Balkenlänge enden. Dann gilt für die Elektrodenfunktionen nach DeVoe [DeV01]:

$$\int_0^l b_1''(x)\phi(x)dx = -\frac{4,92l}{b} \quad \text{und} \quad \int_0^l b_2(x)\phi''(x)dx = \frac{4,92l}{b}, \quad (37)$$

so dass sich für η_1 und η_2 ergibt:

$$\eta_1 = \eta_2 = \frac{-2,46 \cdot d_{31} E_p h_e b}{l}, \quad (38)$$

Die Gesamtadmittanz unter den oben genannten Bedingungen folgt mit:

$$Y_{21} = \frac{j\omega(2,46 \cdot d_{31} E_p h_e b / l)^2}{M\omega_1^2 \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_1} \right)^2 + j \left(\frac{\omega}{\omega_1} \right) \left(\frac{1}{Q} \right) \right]} \quad (39)$$

Im Resonanzfall ergibt sich für $\omega = \omega_1$ die maximale Amplitude der Admittanz mit

$$Y_{\max} = \frac{I_a}{U_e} = 2,92 \cdot \frac{d_{31}^2 \cdot E_{GaN}^2 \cdot h \cdot b \cdot Q}{\pi \cdot \rho \cdot l^3 \cdot f_{res}}, \quad (40)$$

welche ausschließlich durch die Materialeigenschaften und Geometriemaße des Balkens bestimmt wird.

3.3 Abschätzung der zu erwartenden Ausgangssignale

Für die Bestimmung der Schwingungscharakteristik von zweiseitig eingespannten Balken bei Normalbedingungen bietet die magnetodynamische Anregung die einfachste Möglichkeit der Realisierung. Daher existierten zu Beginn dieser Arbeit bereits umfangreiche Vorarbeiten (aufgeführt in Tabelle 6) welche die gute Übereinstimmung zwischen der Messung realer Balkenstrukturen und ihrer Simulation demonstrieren [Cim06b, Cim07, Bru07, Nie08]. Aus diesem Grund dienen die dort erzielbaren Ausgangssignale und Schwingungsamplituden als Maßstab für die Bewertung der mittels piezoelektrischer Anregung erzielbaren Werte. Aus Analogiegründen wird in den folgenden Berechnungen stets nur eine Geometriegröße, nämlich die Länge der Balken variiert, während Balkenbreite

und -dicke konstant bei 4 μm und 500 nm gehalten werden. Eine weitere Vereinfachung wurde dahingehend getroffen, dass für den gesamten Balken das E-Modul von GaN verwendet wird. Das E-Modul für GaN ist richtungsabhängig, allerdings beträgt der Unterschied nur etwa 10%. Im Folgenden wurden die theoretischen Werte von Wright [Wri97] verwendet und ein ungefähres Modul von 340 GPa abgeschätzt. Das piezoelektrische Modul d_{31} für AlGaIn wurde mit -2 pm/V angenommen. Auf diese Weise gilt die einfache Berechnung der Resonanzfrequenz nach Bernoulli (Gl. 16) ohne die von Niebelschütz [Nie05, Nie07] eingeführten Erweiterungen für Mehrschichtsysteme (Gl. 17 und 18). Da hier jedoch nur um eine grundsätzliche Abschätzung der Auslesbarkeit solcher MEMS-Balken vorgenommen werden soll, wurde auf eine exaktere Beschreibung auf Grund des Mehraufwands verzichtet. Eine Übersicht über die im Folgenden verwendeten Parameter (Geometrie, Materialkonstanten und Randbedingungen) gibt Tabelle 7.

Die maximale Auslenkung Z_{\max} des Balkens bei piezoelektrischer Anregung und Resonanz kann aus der Übertragungsfunktion des Balkens (vgl. Abschnitt 3.2) abgeleitet werden mit:

$$Z_{\max \text{ piezo}} = 2,3745 \frac{d_{31} E_{\text{piezo}} Q U}{\omega_{\text{res}}^2 l^2 \rho} \quad (41)$$

Da im folgendem der dynamische Fall betrachtet werden soll, wurde die statische maximale Amplitude immer mit der aus Gl. (20) berechneten Güte an Luft multipliziert. Für die magnetodynamische Anregung kann die maximale Auslenkung des Balkens im Resonanzfall aus dem Maximum der statischen Biegelinie des Balkens [Tim72, Roa75]

$$Z(x) = \frac{B I_c l x^2}{24 E I l} (2lx - l^2 - x^2) \quad (42)$$

(ebenfalls multipliziert mit der Güte Q) berechnet werden und lautet:

$$Z_{\max \text{ mag}} = Z \left(\frac{l}{2} \right) \cdot Q = \frac{1}{384} \cdot \frac{B I_c l^4 Q}{E I} = \frac{1}{32} \cdot \frac{B I_c l^4 Q}{E b d^3} \quad (43)$$

mit dem Flächenträgheitsmoment $I = \frac{bd^3}{12}$.

Tab. 7: Verwendete Parameter (* Abschätzung nach Tabelle 3 bzw. 5):

	Größe	Formelzeichen	Einheit	Verwendete Zahlenwerte
Balkengeometrie	Länge	l	µm	50 – 400
	Breite	b	µm	4
	Schichtdicke (gesamt)	d	nm	500
	Schichtdicke (piezo)	d _{piezo}		50
Materialparameter	E-Modul	E	GPa	340*
	Dichte (GaN)	ρ	g/cm ³	6,15
	rel. Dielektrizitätskonstante	ε ₃₃		10,4
	anisotrope Elastizitätskoeffizienten GaN [Wri97]	C ₁₁	GPa	367
		C ₁₂		135
		C ₁₃		103
C ₃₃		405		
piezoelektrischer Koeff. (Querkontraktion) GaN*	d ₃₁	pm/V	-2*	
2DEG	Ladungsträgerdichte	n _s	cm ⁻³	1*10 ¹³
	Beweglichkeit	μ ₀	cm ² /Vs	1000
Randbedingungen:	Dichte (Luft)	ρ ₀	kg/m ³	1,204
	Viskosität (Luft)	η	kg/ms	0,0000182
	Eingangsspannungsamplitude	U	V	1
	Dehnung	ε		1*10 ⁻⁴
	spez. Leitfähigkeit Au	σ	S/m	44 000 000
	magn. Feldstärke	B	T	0,5
	Dielektrizitätskonstante	ε ₀	As/Vm	8,859*10 ⁻¹²

Dabei sind B die magnetische Feldstärke und I_c der Strom durch den Balken. Der dazu benötigte Strom durch den Balken kann entweder über das 2DEG oder über eine zusätzlich aufgebraute Metallschicht realisiert werden, so dass für den Strom I_c in Gl. (43) im Falle eines 2DEG-getriebenen Stromes

$$I_c = \frac{U \cdot e \cdot \mu_e \cdot n_s}{l} \quad (44)$$

folgt, während für eine zusätzlich aufgetragene 60 nm dicke Goldschicht gilt:

$$I_c = \frac{U \cdot \sigma_{Au} \cdot b \cdot d_{Au}}{l}. \quad (45)$$

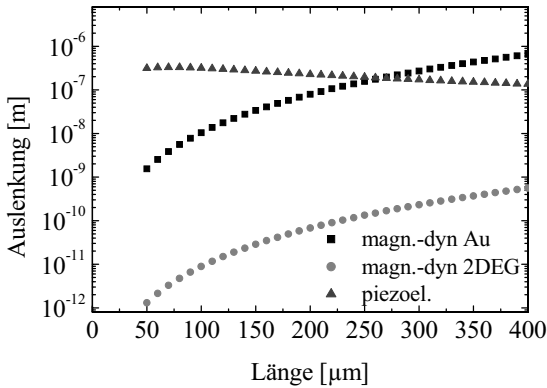


Abb. 13: Vergleich der maximalen Auslenkung bei magnetodynamischer und piezoelektrischer Anregung in Abhängigkeit von der Balkenlänge.

Abbildung 13 zeigt die sich daraus ergebende Amplitude der Schwingung in Abhängigkeit von der Balkenlänge. Vergleicht man die Auslenkung bei magnetodynamischer und piezoelektrischer Anregung, so zeigt sich, dass die magnetodynamische Auslenkung trotz der mit der Balkenlänge sinkenden Güte für längere Balken rasch ansteigt. Die piezoelektri-

sche Auslenkung dagegen fällt für zunehmende Balkenlängen, so dass sie für kurze Balken (auf Grund der dort hohen Güteverhältnisse) ein Maximum erreicht und dort selbst die magnetodynamische Auslenkung mit Hilfe eines metallischen Leiters übertrifft.

Für die Verwendung als (Sensor-) Bauelement ist jedoch nicht die Auslenkung des Balkens von Bedeutung, sondern vor allem die Höhe des Ausgangssignals. Beim magnetodynamischen Betrieb eines Resonators wird in der leitfähigen Schicht des Balkens ein Strom induziert. Die dazugehörige induzierte Spannung kann aus der Lorentzkraft berechnet werden:

$$U_{ind} = \int_0^l v \cdot B \cdot dx \quad (46)$$

Die Geschwindigkeit des Leiters, der durch das Magnetfeld bewegt wird, ergibt dabei sich aus der Biegelinie, d.h. der Auslenkung $Z(x)$ an jedem Punkt des Balkens, multipliziert mit der Kreisfrequenz ω_{res} :

$$U_{ind} = \int_0^l \omega_{res} \cdot Z(x) \cdot B \cdot dx \quad (47)$$

Durch Einsetzen der Gleichung für die Biegelinie $Z(x)$ (Gl. 42) und Integration erhält man:

$$U_{ind} = \frac{\pi \cdot B^2 \cdot I_c \cdot f_{res} \cdot l^5}{30 \cdot E \cdot b \cdot d^3} \quad (48)$$

Je nachdem, ob die Leitfähigkeit des 2DEGs oder die einer zusätzlich aufgetragenen Goldschicht mit 60 nm Dicke verwendet, ergibt sich die induzierte Spannung über den jeweiligen Widerstand des Strom durchflossenen Leiters und der angelegten Spannung U mit:

$$U_{ind}(2DEG) = \frac{\pi \cdot U \cdot B^2 \cdot e \cdot n_s \cdot \mu_e \cdot f_{res} \cdot l^4}{30 \cdot E \cdot d^3} \quad (49)$$

$$U_{ind}(Au) = \frac{\pi \cdot B^2 \cdot U \cdot \sigma_{Au} \cdot d_{Au} \cdot f_{res} \cdot l^4}{30 \cdot E \cdot d^3} \quad (50)$$

Für den piezoelektrischen Betrieb gilt, wie in Abschnitt 3.2 hergeleitet, folgende Gleichung für das Maximum der Übertragung (Admittanz) bei Resonanz:

$$Y_{max} = \frac{I_a}{U_e} = 2,92 \cdot \frac{d_{31}^2 \cdot E_{GaN}^2 \cdot d \cdot b \cdot Q}{\pi \cdot \rho \cdot l^3 \cdot f_{res}} \quad (40)$$

Die Übertragungsfunktion nach [DeV01] beschreibt, wie sich das Anlegen einer Anregungsspannung U_e am Eingang in einen auslesbaren Ausgangsstrom I_a niederschlägt. Soll nun stromlos ausgelesen werden, indem die am Ausgang piezoelektrisch induzierte Ladungstrennung als Messspannung verwendet wird, so kann die zu erwartende Ausgangsspannung U_a des Resonators über die Kapazität der Ausgangselektrode bestimmt werden. Diese lässt sich aus der einfachen Plattenkondensatorgeometrie berechnen, wobei sich die Fläche des Kondensators aus der Balkenbreite und dem Viertel der Balkenlänge zusammensetzt:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{GaN} b \cdot l}{4 \cdot d_{piezo}} \quad (51)$$

Damit folgt für die Spannung am Kondensator im Resonanzfall:

$$U_a = \frac{1}{C} \int U_e \cdot Y_{21max} \cdot \cos(\omega_{res} t) dt \quad (52)$$

Die Amplitude der so berechneten Ausgangsspannung beträgt dann:

$$U_{a\max} = -\frac{U_e \cdot Y_{\max}}{C \cdot \omega_{res}} \quad \text{bzw.} \quad U_{a\max} = -\frac{4 \cdot U_e \cdot Y_{\max} \cdot d_{piezo}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{GaN} \cdot l \cdot b \cdot \omega_{res}} \quad (53)$$

Den Verlauf der berechneten Ausgangsspannungen nach Gl. 49, 50 und 53 in Abhängigkeit von der Balkenlänge zeigt Abbildung 14. Auch hier zeigt sich, dass die Leitfähigkeit des 2DEG zu gering ist, um bei niedrigen Eingangsspannungen als elektrischer Leiter im magnetodynamischen Prinzip verwendet zu werden. Dennoch muss erwähnt werden, dass

hier im Gegensatz zum betrachteten metallischen Leiter die Anregungsspannung noch deutlich höher gewählt werden kann ohne die Stromtragfähigkeit des 2DEG zu überschreiten, so dass auch hier sinnvolle Ausgangssignale erreicht werden können.

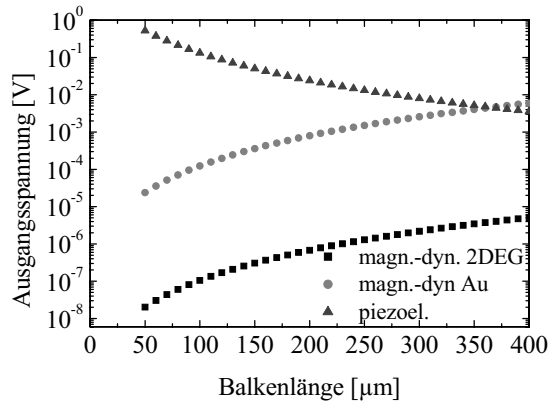


Abb. 14: Vergleich der Ausgangsspannung bei den möglichen Betriebsarten für 1V Eingangsspannung.

Demgegenüber ist die piezoelektrisch erreichbare Ausgangsspannung (ebenso wie die zuvor gezeigte Auslenkungsamplitude) für kurze Balken um mehrere Größenordnungen höher als die maximal erreichbare Ausgangsspannung bei magnetodynamischem Betrieb selbst bei Verwendung eines metallischen Leiters.

Darüber hinaus ermöglicht das piezoelektrische Auslesen die unmittelbare Integration des Resonators mit einer anschließenden Signalverstärkung über einen Feldeffekttransistor (vgl. Abb. 15), da hier die Ausgangsspannung einfach kapazitiv ausgelesen werden kann, ohne von der Anregungsspannung und dem damit verbundenen Stromfluss über den Balken überlagert zu sein, wie es beim magnetodynamischen Betrieb der Fall wäre.

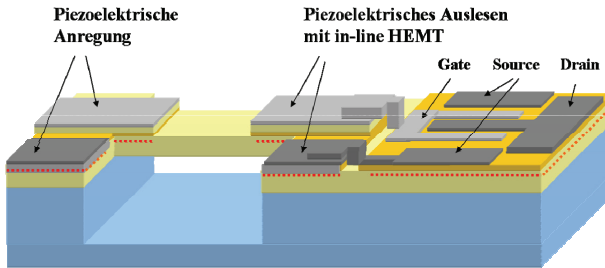


Abb. 15: Schematische Darstellung eines piezoelektrisch betriebenen Resonators mit dahinter geschaltetem HEMT.

Insbesondere für sensorische Anwendungen ergibt sich ein weiterer Vorteil daraus, dass die Hälfte der Balkenfläche ungenutzt bleibt, so dass hier über eine Funktionalisierung der verbliebenen Fläche nachgedacht werden kann, um genaue Massewägungen gezielt angelegter Moleküle oder ähnlichem zu realisieren.

3.4 Auslesen mittels 2DEG

Eine weitere Möglichkeit neben dem piezoelektrischen Auslesen ist das Auslesen mit Hilfe des 2DEGs. Dessen Ladungsträgerdichte und damit auch seine Leitfähigkeit werden unmittelbar durch die piezoelektrische Polarisation an der AlGaN/GaN-Grenzfläche mitbestimmt. Die Auslenkung des Balkens führt zu einer mechanischen Verformung (Dehnung bzw. Stauchung) dieser Grenzfläche und zu einer zusätzlichen Längenänderung des gesamten Balkens, wodurch sich die piezoelektrische Polarisation im Material ändert. Die daraus folgende Änderung der Leitfähigkeit wurde erstmals von Eickhoff et al. [Eic01] nachgewiesen (vgl. Abb. 16).

Um die Änderung der Polarisationsladung bestimmen zu können, muss zunächst die im Balken auftretende mechanische Verspannung betrachtet werden. Dazu kann der Balken oder auch Teile des Balkens mit Hilfe von Kreissegmenten angenähert werden. Dies gilt in guter Näherung in der ersten Schwingungsmode für die Mitte des Balkens, nicht aber an

den Stellen, an denen die Funktion der Biegelinie $Z(x)$ Wendepunkte aufweist, die den Wechsel von Dehnung zu Stauchung bzw. umgekehrt markieren. Im einfachsten Fall kann aus der Länge des Balkens l und der maximalen Auslenkung $Z_{\max}(l/2)$ in der Balkenmitte auf die Bogenlänge b des dazugehörigen Kreissegmentes geschlossen werden:

$$b = \frac{\arctan\left(\frac{2Z_{\max}}{l}\right) \cdot (4Z_{\max}^2 + l^2)}{2Z_{\max}} \quad (54)$$

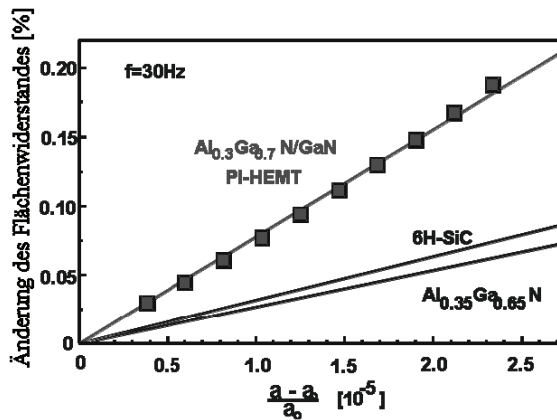


Abb. 16: Änderung des Flächenwiderstandes in einem AlGaIn/GaN-basierten HEMT unter mechanischer Belastung [Eic01].

In Abbildung 17 ist die Verspannung ϵ_{xx} dargestellt, welche sich aus der maximalen Amplitude ergibt. Erwartungsgemäß folgt die Abhängigkeit der Verspannung der zuvor berechneten Abhängigkeit der Maximalamplitude von der Balkenlänge. Die oben betrachtete Längenänderung führt zu einer uniaxialen Verspannung, welche in einer zusätzlichen piezoelektrischen Polarisation im GaN und im AlGaIn resultiert.

Die Abschätzung der daraus entstehenden Leitfähigkeitsänderung ist mit der einfachen Kreisbogennäherung nur stark fehlerbehaftet möglich. Bei der Auslenkung des Balkens treten im AlGaIn stets beide Verspannungsarten auf: bei der Auslenkung nach oben ist die

AlGaN-Schicht in der Mitte des Balkens zugverspannt, in der Nähe der Ankerpunkte jedoch druckverspannt. Bei der Auslenkung nach unten verhält es sich gerade umgekehrt. Die über dem Balken auftretende Leitfähigkeitsverteilung führt damit zu einer Reihenschaltung verschieden großer elektrischer Widerstände. Dies wird mit der Kreisbogennäherung nicht berücksichtigt. Simulationen mit ANSYS® zeigen eine messbare Änderung des Summenwiderstandes.

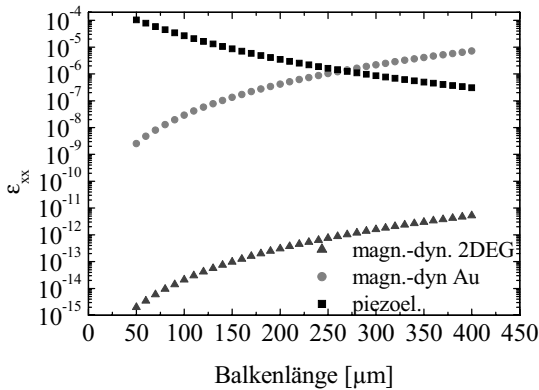


Abb. 17: Abhängigkeit der uniaxialen Verspannung ϵ_{xx} von der Balkenlänge für 1 V Anregungsspannung (berechnet mit Kreisbogennäherung).

Eine Abschätzung der zu erwartenden Größenordnung kann auch aus dem Vergleich der Abbildungen 16 und 17 getroffen werden. Die auftretende Verspannung für kurze piezoelektrische Balken mit 10^{-6} bis 10^{-4} führt danach zu einer Änderung des Flächenwiderstandes im Promille- bis unteren Prozentbereich. Erst für sehr lange Balken erweist sich die magnetodynamische Anregung (bei Verwendung eines metallischen Leiters) als vorteilhafter. In Abbildung 18 ist ein mögliches Balkendesign aufgezeigt, bei dem die piezoelektrische Anregung mit 2DEG als Rückelektrode getrennt vom Auslesen der Leitfähigkeitsänderung erfolgt. Bei dieser Konfiguration ist sowohl die beidseitige, synchrone piezoelektrische Anregung als auch die einseitige möglich. Die zweite Möglichkeit folgt

dem in Abb. 6 bereits gezeigten, von Zimmermann et al. [Zim06] realisierten Beispiel. Abbildung 19 zeigt eine zweite Konfiguration, bei der wie zuvor piezoelektrisch angeregt wird. Das Auslesen über die Leitfähigkeitsänderung erfolgt hier nur am Punkt der größten Krümmung, dem Pivotpunkt, wodurch die Balkenmitte frei wird für eine mögliche Funktionalisierung.

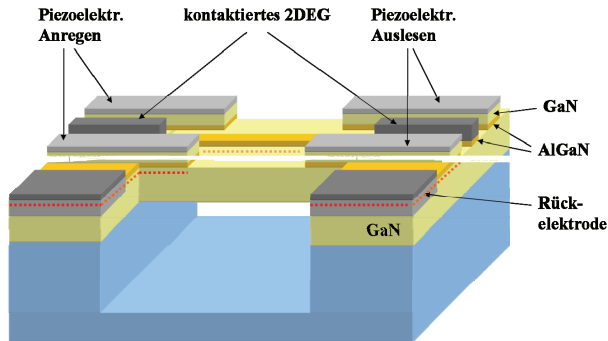


Abb. 18: Mögliches Balkendesign mit piezoelektrischer Anregung und Auslesung (geteilte Elektroden), sowie mit durchgehendem 2DEG-„Kanal“ über die gesamte Balkenlänge (Auslesen über Widerstandsänderung).

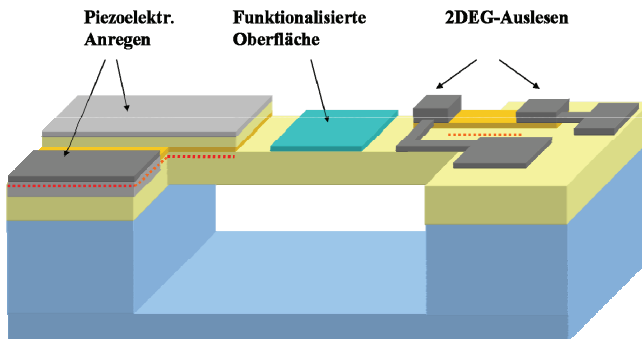


Abb. 19: Mögliches Balkendesign mit piezoelektrischer Anregung, Auslesen über die Leitfähigkeitsänderung des 2DEG am Pivotpunkt und mit funktionalisierter Balkenmitte.

Alle diese Geometrien beruhen auf dem Vorhandensein eines 2DEGs an der Grenzfläche zwischen GaN und AlGaN, sei es als Rückelektrode für piezoelektrisch realisierte Anrege- und Auslösemechanismen, sei es unmittelbar als Messparameter. Diese Voraussetzung ist jedoch nur dann erfüllt, wenn es sich bei dem gewählten nitridischen Material um einkristalline, epitaktische hergestellte Schichten handelt. Daher soll im folgenden Kapitel auf die Grundlagen des epitaktische Schichtwachstums mit Hilfe der Metallorganischen Gasphasenabscheidung eingegangen werden.

4 MOCVD-Wachstum der Gruppe III-Nitride

In diesem Kapitel erfolgt die allgemeine Einführung zum epitaktischen Wachstum von GaN und AlGaN auf Saphirsubstraten mit Hilfe der metallorganischen Gasphasenabscheidung. Ebenso werden die Charakterisierungsmethoden für die grundlegenden Schichteigenschaften, nämlich der Morphologie, Kristallinität und elektrischen Eigenschaften, vorgestellt.

Für das epitaktische Wachstum von Gruppe III-Nitriden stehen abgesehen von HVPE-Pseudosubstraten [Zha03] keine homoepitaktischen Substrate zur Verfügung, so dass stattdessen auf Fremdsubstrate wie Saphir, Si, SiC, LiNbO₃ und weitere zurückgegriffen wird. Die Mehrzahl der piezoelektrischen Schichtfolgen wurde auf Saphir gewachsen und untersucht, obwohl die chemische Stabilität des Saphirs das Freistellen dreidimensionaler Strukturen mittels Substratätzen verhindert. Da aber die Qualität der auf verschiedenen Substraten erzeugten AlGaN/GaN-Heterostrukturen leicht anhand ihrer Schichteigenschaften vergleichbar sind, kann auch auf die zu erwartenden piezoelektrischen Eigenschaften rückgeschlossen werden. Auf die Besonderheiten und Abweichungen, die sich beim Wachstum auf alternativen Substraten ergeben, wird in Kapitel 5 gesondert eingegangen.

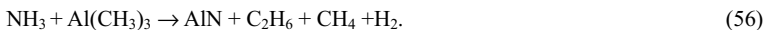
4.1 Grundlagen der metallorganischen Gasphasenabscheidung von Nitriden

Alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Gruppe III-Nitrid-Schichten und Stapelfolgen wurden mit Hilfe der metallorganischen Gasphasenabscheidung gewachsen. Da das MOCVD-Wachstum der Nitride seit Beginn den 90er Jahren intensiv erforscht wurde, existieren bereits umfangreiche theoretische und praktische Arbeiten zu den Grundlagen der MOCVD-Epitaxie, auf die an dieser Stelle verwiesen werden soll. Dazu zählen unter anderem theoretische Betrachtungen zur Thermodynamik und Wachstumskinetik, thermodynamische Simulation der verschiedenen Reaktorgeometrien sowie experimentelle Arbeiten zur Optimierung insbesondere des GaN- und AlGaN-Wachstums mit verschiedenen metallorganischen Vorstufen auf den am häufigsten verwendeten Substraten Saphir, Silizi-

um und Siliziumcarbid [Rog00, Kar01, Mei01, Muc03, Kal03, Abl04, Jav04]. Die Erläuterungen in dieser Arbeit beschränken sich neben einer kurzen Beschreibung des MOCVD-Verfahrens auf die verwendeten Wachstumsparameter und -prozesse sowie die auf die gezielte Optimierung der benötigten Strukturen.

Die MOCVD beruht auf der thermischen Dissoziation chemischer Vorstufen an der heißen Substratoberfläche. Ihr Name leitet sich von den metallorganischen Verbindungen ab, die als Quelle für Gruppe II- und III-Elemente dienen. Ein Trägergas (Wasserstoff oder Stickstoff) strömt durch einen mit diesen Substanzen gefüllten Behälter (Bubbler), belädt sich entsprechend des eingestellten Dampfdrucks mit Metallorganika und transportiert diese zum Reaktor. Über die Einstellung des Drucks, der Flussmenge des Trägergases sowie über die Wahl der Bubbler Temperatur kann die Flussmenge der Metallorganika im $\mu\text{mol}/\text{min}$ -Bereich geregelt werden. In dieser Arbeit wurden Triethylgallium (TEGa) und Trimethylaluminium (TMAI) für die Abscheidung von AlN, GaN und AlGaIn verwendet.

Gruppe IV-, V- und VI-Elemente liegen meist in gasförmigen Verbindungen vor. Bei der Abscheidung von Gruppe III-Nitriden wird Ammoniak (NH_3) als Stickstoffquelle verwendet, welches mit Wasserstoff vermischt in den Reaktor geleitet wird. Über der heißen Substratoberfläche zersetzen sich die Metallorganika und Ammoniak durch Pyrolyse. In der Summenformel reagieren NH_3 und TEGa bzw. TMAI wie folgt zu GaN bzw. AlN, Wasserstoff und flüchtigen Kohlenwasserstoffen:



Der verwendete Reaktor AIX200RF aus Quarzglas ist in Abbildung 20 dargestellt. Der darin gelagerte Suszeptor aus Graphit mit dem drehbar gelagerten Substrathalter kann induktiv bis auf 1250°C geheizt werden.

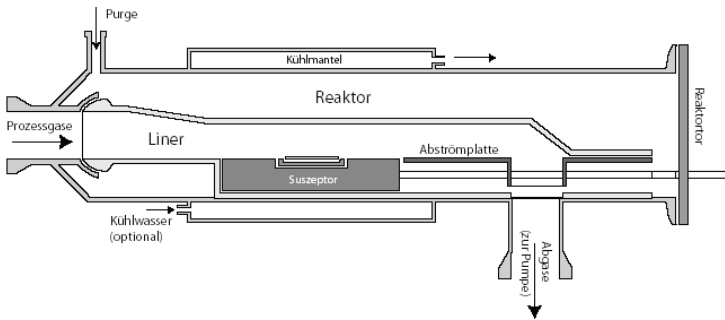


Abb. 20: Querschnittsansicht des AIX200RF Reaktors mit Außen- und Innenwand aus Quarzglas (blau und gelb), und einem Suszeptor mit Probenteller aus Graphit (grau) [aix05].

4.2 MOCVD-Wachstum von GaN auf Saphir

Die Kristallstruktur von Saphir ist rhomboedrisch, kann jedoch mit Hilfe einer größeren Einheitszelle durch eine hexagonale Symmetrie beschrieben werden. Auf diese Weise ergeben sich in der $\{0001\}$ -Projektion zwei hexagonale, um 30° verdrehte Sauerstoffuntergitter. Epitaktisch gewachsenes GaN orientiert sich am kleineren dieser Untergitter (Abb. 21), welches mit einer effektiven Gitterkonstante $a^* = 2,747 \text{ \AA}$ zu einer Gitterfehlpassung von 13,9 % führt [Abl04].

Das im Folgenden beschriebene Verfahren des „*two step growth*“ geht auf eine Entwicklung von Amano et al. von 1986 [Ama86, siehe auch Koz95, Iwa98, Kob98, Lor00, Zha04] zurück. Eine schematische Übersicht über die einzelnen Wachstumsschritte wird in Abb. 22 gegeben. Bei diesem Verfahren wird vor der eigentlichen Galliumnitridschicht zunächst eine dünne Aluminiumnitridschicht bei vergleichsweise niedrigen Temperaturen von $400\text{-}700 \text{ }^\circ\text{C}$ abgeschieden. Durch eine zuvor durchgeführte Nitridierung des Substrates kann dieser Schritt zusätzlich unterstützt werden [Kel96, Gra96, Uch96, Kim99, Kim99b]. Dabei wird das Saphirsubstrat Ammoniak ausgesetzt, wodurch durch den Austausch von Sauerstoff mit Stickstoff bereits eine dünne AlN-Schicht gebildet wird.

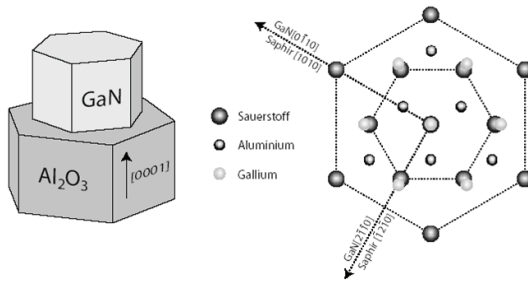


Abb. 21: Schematische Darstellung der Gitteranpassung zwischen Saphir und GaN (0001).

Die Hauptaufgabe der Nukleationsschicht besteht darin, Nukleationszentren zur Verfügung zu stellen, die dieselbe Orientierung wie das Substrat besitzen und darin, das laterale Wachstum des GaN zu fördern, indem sie die Grenzflächenenergie zwischen Schicht und Substrat herabsetzt. Die Wirkung solcher Zwischen- oder Nukleationsschichten ist u. a. von Akasaki et al. [Iwa98, für GaN-Nukleationsschichten siehe auch Car92, Uch96, Has99, Kob98, Lor00, Hua04] studiert worden. Dabei führt die Niedrigtemperaturabscheidung von AlN bzw. GaN zu einer nanokristallinen, deren Orientierung noch nicht der reinen c-Achsen-Orientierung entsprechen muss. Anschließend wird auf Temperatur zwischen 1000°C und 1200°C geheizt, so dass es zur Rekristallisation der Nukleationsschicht kommt. Je länger und bei je höheren Temperaturen rekristallisiert wird, desto mehr nimmt die Korngröße der Nukleationsschicht zu. Schließlich bilden sich isolierte Inseln mit (0001) Facetten auf einer weitgehend flachen (0001)-Oberfläche, wodurch das spätere laterale Wachstum der GaN-Schicht gefördert wird [Has99]. Dieser Effekt wird auch als geometrische Selektion bezeichnet. Beim anschließenden GaN-Wachstumsschritt ($1000 - 1150^{\circ}\text{C}$) schließt sich die GaN-Schicht auf Grund eines ausgeprägten lateralen Wachstums und wächst ab diesem Zeitpunkt quasi-zweidimensional weiter.

Neben der hier beschriebenen Verwendung von Niedrigtemperatur-Nukleationsschichten (NT) existiert ein zweites Wachstumsfenster, bei dem die AlN-Nukleation bereits bei erhöhten Temperaturen um 1000°C [Ama86] erfolgt. Der Rekristallisationsschritt entfällt in diesem Fall.

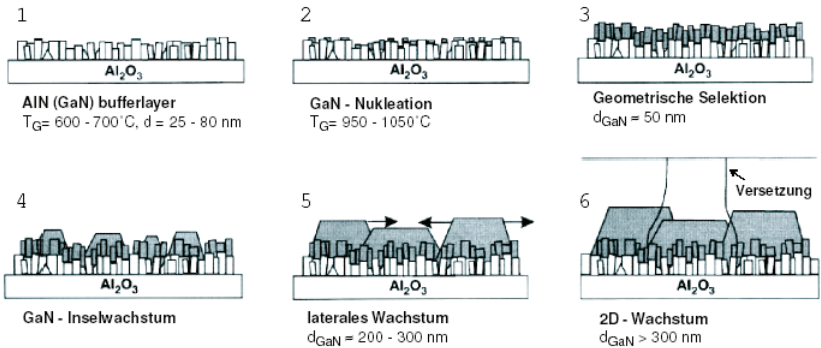


Abb. 22: Schematische Darstellung der Abfolge der einzelnen Wachstumsschritte bei der Epitaxie von Gruppe III-Nitriden nach Hiramatsu [Hir91]: (1) Wachstum der Nukleationsschicht, (2) Nukleation des GaN auf der Zwischenschicht, (3) geometrische Auswahl bevorzugt wachsender Kristallite, (4) Inselwachstum, (5) Koaleszenz der Inseln durch ausgeprägtes laterales Wachstum, (6) Quasi-zweidimensionales Wachstum mit deutlich reduzierter Zahl von Versetzungen.

Der in dieser Arbeit verwendete Wachstumsprozess für AlGaIn/GaN auf Saphir folgt nach einer vorangegangenen Desorption des Substrates bei 1180°C unter Wasserstoffatmosphäre der beschriebenen Vorgehensweise des „Two-Step-Growth“ und beruht auf der Verwendung einer Niedrigtemperatur-AlN-Nukleationsschicht (460°C), auf der ein 500 nm bis 1,2 µm dicker GaN-Buffer abgeschieden wird. Der zeitliche Verlauf ist in Abb. 23 dargestellt. Nach erfolgtem GaN-Wachstum wurde AlGaIn mit 31 % Al-Gehalt unter gleich bleibenden Prozessbedingungen mit einem verringerten TEGa-Fluss und zugeschaltetem TMAI gewachsen. Zusätzlich wurde eine etwa 2 nm dicke Deckschicht aus GaN aufgebracht. Diese verhindert die Bildung von schwer ätzbaren Aluminiumoxid-Verbindungen (Al_xO_y) und ermöglicht damit eine stabilere Ätzrate bei späteren Trockenätzprozessen zur Strukturierung der AlGaIn/GaN-Schichten. Darüber hinaus verringert sie möglicherweise den Kontaktwiderstand von einlegierten Ohmschen Kontakten [Pal06]. Dieser Effekt konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht bestätigt werden. Die mit einer GaN-Deckschicht einhergehende Reduzierung der Ladungsträgerdichte im 2DEG kann für die meisten Anwendun-

gen vernachlässigt werden, da sie nur wenige Prozent beträgt [Jog03]. Temperatur, Druck und Gesamtflussrate wurden während des GaN-, AlGaN- und Deckschichtwachstums konstant bei 1120°C, 15 mbar und 4,5 slm gehalten.

Um das Wachstum kontrollieren und reproduzieren zu können, müssen die Eigenschaften der hergestellten Schichten bestimmt und in Bezug auf die Wachstumsparameter interpretiert werden. Dazu gehören u. a. Schichtdicke, Schichtaufbau, Kristallqualität und Verspannungen, sowie die elektrischen und optischen Eigenschaften. Die dazu verwendeten Meßmethoden werden im nächsten Abschnitt erläutert.

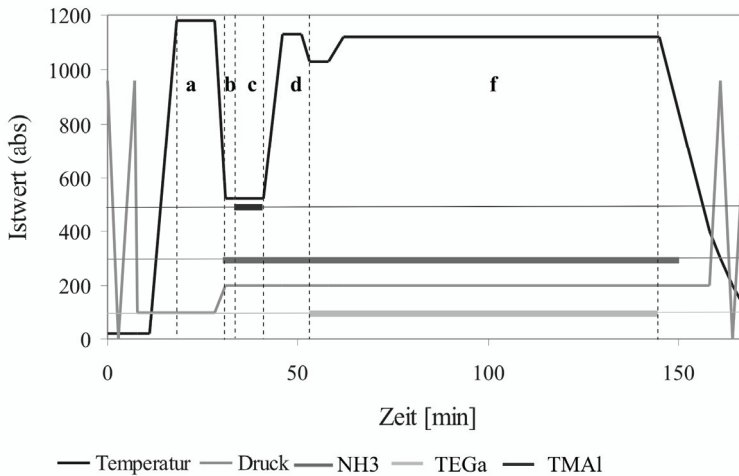


Abb. 23: Zeitlicher Verlauf eines typischen Prozesses zum Wachstum einer GaN-Schicht (Druck in [mbar], Temperatur in [°C]): a) Desorption des Substrates, b) Nitridierung, c) AlN-Nukleation, d) Rekristallisation, f) GaN-Wachstum.

4.3 Standardcharakterisierung: Morphologie, Kristallinität und Leitfähigkeit

Die Ladungsträgerdichte im 2DEG und ihre Beweglichkeit hängen wesentlich von der Qualität der AlGaIn/GaN-Heterogrenzfläche und der strukturellen Qualität des abgeschiedenen Materials ab. Im Folgenden wird ein Überblick über die wichtigsten in dieser Arbeit verwendeten Charakterisierungsmethoden gegeben. Die Oberfläche der hergestellten Proben und ihre Rauheit wurden mit optischer Mikroskopie und Rasterkraftmikroskopie (AFM) charakterisiert. Mit der hochauflösenden Röntgenbeugung (HRXRD) wurden die kristalline Qualität, die Schichtdicke und der Aluminiumgehalt der AlGaIn-Schichten und die Gitterkonstanten der GaN- und AlGaIn-Schichten bestimmt. Die Schichtdicke der AlGaIn-Schichten wurde indirekt auch über die Aufnahme von Kapazitäts-Spannungskurven ermittelt. Diese gaben auch Aufschluss über die Hintergrunddotierung und die Flächenladungsträgerdichte des 2DEG. Mittels Hallmessungen wurden die Beweglichkeit und Konzentration der Elektronen im 2DEG bestimmt. Neben den im Folgenden beschriebenen CV- und Hallmessungen wurden Strom-Spannungskurven zur Bestimmung der Diodenkennlinien senkrecht durch die Schichtstruktur aufgenommen.

Neben dieser grundsätzlich durchgeführten Charakterisierung wurden, soweit erforderlich, weitere Analysemöglichkeiten genutzt. Auf deren detaillierte Beschreibung soll an dieser Stelle verzichtet werden. So wurden ergänzende Aussagen über die Schichtdicke, die Bandlücke und die optischen Eigenschaften mit Hilfe der spektral aufgelösten Ellipsometrie getroffen. Die Transmissions- und Rasterelektronenspektroskopie (TEM und REM), RHEED (Beugung schneller Elektronen mit streifendem Einfall, *reflection high energy electron diffraction*) und EDX (Energiedispersive Röntgenstrahlung, *energy dispersive X-ray*) wurden verwendet, um einen tiefer gehenden Einblick in die Schichtqualität, ihren Aufbau sowie in ihre chemische Zusammensetzung erhalten. Die Versetzungsdichte an der Probenoberfläche wurde mittels Defektätzen ermittelt [Vis00, Vis01, Vis01b, Che06]. Die Untersuchung der piezoelektrischen Eigenschaften mit Hilfe der Piezo-Rasterkraftmikroskopie (PFM) und die Bestimmung der elektrischen Felder mittels Elektroreflexion (ER) werden gesondert in Kapitel 6 beschrieben.

4.3.1 Morphologie

Die optische Mikroskopie stellt die einfachste Möglichkeit dar, erste Aussagen über die Qualität der hergestellten Schichten zu treffen, da Risse, Löcher und Inseln bei einer 100fachen Vergrößerung gut erkennbar sind. Die genaue Morphologie und Rauheit der Oberflächen wurden mit einem konventionellem Rasterkraftmikroskop bestimmt. Dabei wurde bevorzugt im *non-contact mode* gemessen. In diesem Fall schwingt der Cantilever mit seiner Eigenfrequenz in einem geringen Abstand zur Probenoberfläche. Diese wird durch die Annäherung an die Probe gedämpft und leicht phasenverschoben. Die separate Darstellung der Amplitude und Phase ist bei sehr glatten Oberflächen oft detailreicher als die üblichen Topographieaufnahmen. So sind atomare Stufen im Amplituden- und im Phasenbild leicht zu erkennen, im Topographiebild dagegen etwas ungenauer als Helligkeitskontrast. Als Qualitätsmerkmal für die Oberfläche wurde die mittlere quadratische Rauheit (*root mean square roughness*, rms) verwendet, welche bei homogenen Oberflächen eine gute Möglichkeit zur Quantifizierung darstellt. Da diese abhängig von der Größe der gemessenen Fläche ist, wurden zur Bestimmung der rms-Rauheit immer Flächen derselben Größe von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ ausgewertet.

4.3.2 Strukturelle Qualität

Die hochauflösende Röntgendiffraktometrie (*high resolution X-ray diffraction*, HRXRD) wird häufig zur Charakterisierung von epitaktischen Schichten herangezogen, da mit ihrer Hilfe die kristallinen Eigenschaften der Schicht zerstörungsfrei analysiert werden können. Dazu gehören zum Beispiel die Netzebenenabstände und damit die darin enthaltenen Gitterkonstanten (Abb. 24), die laterale und vertikale Gitterfehlpassung zwischen verschiedenen Schichten, die vorhandenen Kristallphasen und der Aluminiumgehalt bei AlGaN-Mischkristallen, sowie die mittlere Größe, Verkippung (*tilt*) und Verdrehung (*twist*) der Kristallite in polykristallinen Schichten. Ausführliche Darstellungen der Messmethoden finden sich u. a. in Metzger [Met97], sowie in [War69, Gör98, Ton05, Spi05, Sch99, Wag02].

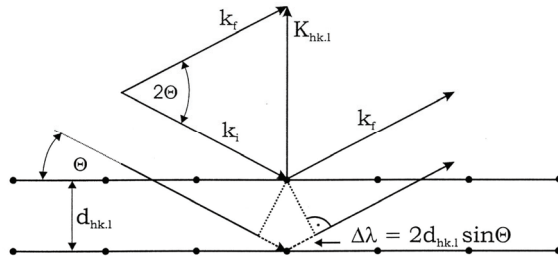


Abb. 24: Schematische Darstellung der Beugung von Röntgenstrahlen an Gitternetzebenen unter der Bragg-Bedingung [Gör98].

Sind die Schichtdicken der untersuchten Proben klein genug, so treten zusätzlich zu den Hauptreflexen Oszillationen auf, die zur Schichtdickenbestimmung herangezogen werden können. Die Schichtdicke kann dann aus dem Abstand jeweils zweier Nebenmaxima n und m bestimmt werden:

$$d = \frac{\lambda(n-m)}{2 \left(\sin\left(\frac{2\Theta}{2}\right) - \sin\left(\frac{2\Theta_m}{2}\right) \right)} \quad (57)$$

Die Erstellung von reziproken Gitterkarten (*reciprocal space maps*, rsm) eröffnet zudem die Möglichkeit, die Gitterkonstanten des Materials und damit auch seinen Verspannungszustand zu bestimmen. Die Methoden der Röntgenbeugung dienen in dieser Arbeit der Bestimmung des Aluminiumgehaltes (vgl. auch Anhang A3) und der Dicke der gewachsenen AlGaN-Barrieren, der Bestimmung der Gitterkonstanten aller gewachsenen Schichten mit Hilfe der symmetrischen Reflexe (002), (004), (006) sowie der asymmetrischen Reflexe (-105) und (-205). Die Halbwertsbreiten der *rocking curves* (FWHM, *full width at half maximum*) dienen als Maß für die Einschätzung der strukturellen Qualität.

4.3.3 Elektrische Charakterisierung

4.3.3.1 Herstellung von Ohmschen und Schottky-Kontakten

Für die Ohmsche Kontaktierung des 2DEG an der AlGaIn/GaN-Grenzfläche haben sich in den letzten Jahren einlegierte Mehrschichtkontakte als ein weit verbreiteter Standard herauskristallisiert. Diese basieren auf einer Ti/Al-Schichtfolge, welche die eigentliche Kontaktierung herstellt. Zusätzlich werden meist eine Diffusionsbarriere aus Ti, Ni, Mo oder ähnlichem [Kim02, Bri01, Ruv02] sowie eine Au-Schicht zur Verringerung des Kontaktwiderstandes und zur Verbesserung der anschließenden Kontaktierung durch Bonden [Lin94, Ruv96, Eas97, Liu97] aufgebracht.

In dieser Arbeit wurde ein Mehrschichtsystem aus 20 nm Titan, 80 nm Aluminium, 30 nm Titan und abschließend 100 nm Gold gesputtert und mit dem Lift-Off-Verfahren strukturiert. Um die Kontamination der Grenzflächen möglichst gering zu halten, wurde in einem Ardenne Clustertool gearbeitet, welches über eine Sputterkammer (Hintergrunddruck 10^{-6} mbar) verfügt, in der drei Targets wahlweise parallel oder nacheinander ohne Probentransfer betrieben werden können. Anschließend wurden die Kontakte zum Einlegieren in einer RTP-Anlage (*rapid thermal processing*) für 45 s auf 825° geheizt. Die verwendete Stickstoffatmosphäre verhindert dabei das Ausgasen von Stickstoff aus der (Al)GaIn-Oberfläche.

Während des Legierungsprozesses laufen verschiedene Reaktionen an der Grenzfläche und in der Metallschicht ab. Die Reaktion der unteren Ti-Schicht mit dem Stickstoff des AlGaIn führt neben der Bildung einer dünnen TiN-Schicht mit verringerter Schottky-Barriere auch zur Erzeugung von Stickstoff-Fehlstellen im AlGaIn. Diese wirken als Donatoren, womit schon durch die Reaktion weniger Monolagen Titan eine sehr hoch dotierte n^{+} -AlGaIn Schicht unter der Metallisierung entsteht. Gleichzeitig diffundiert Aluminium entlang der Versetzungen und bildet gut leitfähige Pfade aus [Fay02, Kim02, Bri01, Cha06, Mar06, Kol08]. Der gesamte Legierungsprozess läuft innerhalb kurzer Zeit ab und ermöglicht die Kontaktierung für Barrieredicken bis etwa 50 nm.

Permanente Schottky-Kontakte auf Nitridoberflächen wurden in der Regel durch Aufdampfen von Nickel, Gold oder Platin hergestellt. Im Fall der im Folgenden beschriebenen Kapazitäts-Spannungs-Messungen kamen darüber hinaus Quecksilber-Kontakte zum Einsatz, welche die Vorcharakterisierung auf Waferlevel ermöglichten ohne einen lithografischen Prozessschritt zu erfordern.

4.3.3.2 Kapazitäts-Spannungs-Kurven

Für die Bestimmung der Konzentration der Ladungsträger im zweidimensionalen Elektroengas und der Hintergrunddotierung wurden Kapazitäts-Spannungs-Messungen (CV) durchgeführt. Dabei handelt es sich um eine Impedanzmessung, aus der dann der kapazitive Anteil berechnet wird. Die Grundlage der Berechnung der Kapazität ist ein Ersatzschaltbild bestehend aus der Parallelschaltung eines Widerstandes und eines Kondensators. Die Kontakte wurden, soweit nicht anders angegeben, mit Quecksilber realisiert, welches eine einfache Möglichkeit der Kontaktierung bietet ohne die weitere Prozessierung der Proben zu beeinträchtigen. Die Ladungsträgerverteilung N über die Tiefe der Schicht z lässt sich dann unter der Voraussetzung, dass die Hintergrunddotierung homogen verteilt ist, wie folgt berechnen:

$$N_{CV} = \frac{C'^3}{e\epsilon_0\epsilon_r} \cdot \frac{dU}{dC''} \quad (58)$$

Die Tiefe wird dabei aus der gemessenen flächenbezogenen Kapazität C'' berechnet:

$$z_{CV} = \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{C''} \quad (59)$$

Die untere Messgrenze für Ladungsträgerdichten liegt bei diesem Messaufbau bei ca. 10^{13} cm^{-3} . Dieser Ladungsträgerdichte entspricht die Streukapazität der Kontaktanordnung, so dass kleinere Hintergrunddotierungen zum Beispiel von kompensierten GaN-Schichten nicht mehr korrekt angegeben werden können.

4.3.3.3 Hallmessung

Die Ladungsträgerkonzentration und ihre Beweglichkeit wurden mit Messungen des Hall-effektes in der Van-der-Pauw-Geometrie bestimmt. Die verwendeten Hallproben hatten typische Abmessungen von $5 \times 5 \text{ mm}^2$. In den Ecken wurden der obigen Beschreibung entsprechend Ohmsche Kontakte mit einem Durchmesser von $250 \text{ }\mu\text{m}$ einlegiert. Für die Hallmessungen wurde ein Messplatz mit zeitlich konstantem Magnetfeld B verwendet. Um die Messgenauigkeit zu vergrößern, wurde die gleiche Messung mit einem um 180° gedrehten Magnetfeld wiederholt und die Spannungsdifferenz ΔU_H bestimmt. Für die Hallkonstante ergibt sich dann mit der Schichtdicke d :

$$R_H = \frac{d}{B \cdot I} \cdot \frac{1}{2} \cdot \Delta U_H \quad (60)$$

Die Hallkonstante ist negativ für n-Halbleiter und positiv für p-Halbleiter. Aus der Hallkonstante ergibt sich unter Vernachlässigung der Minoritätsladungsträger die Dichte der Majoritätsladungsträger (hier für n-Halbleiter, es gelten analoge Beziehungen für p-Halbleiter):

$$n = -\frac{1}{eR_H} \quad (61)$$

Die Beweglichkeit μ_n kann bei Kenntnis der Ladungsträgerkonzentration n aus dem spezifischen Widerstand ρ bestimmt werden.

$$\mu_n = \frac{1}{e\rho n} \quad (62)$$

Für den Nachweis eines an einer Heterogrenzfläche lokalisierten Elektronengases eignet sich die Hallmessung nur unter bestimmten Voraussetzungen, da Hall-Messungen grundsätzlich alle am Stromfluss beteiligten Ladungsträger berücksichtigen. Da jedoch die Konzentration der Ladungsträger im Volumen einer niedrig oder undotierten (semiisolierenden) GaN- bzw. AlGaN-Schicht mehrere Größenordnungen unter der Konzentration im

2DEG liegt, kann der Einfluss des Volumens der Heterostruktur auf das Hallergebnis vernachlässigt werden. Damit entspricht die gemessene Dotierung n der Ladungsträgerdichte N_s im 2DEG. Auch liegt die Beweglichkeit der im Volumen befindlichen Ladungsträger weit unter der Beweglichkeit der im 2DEG befindlichen Elektronen, so dass die mittels Hall-Messung gewonnenen Daten im Falle von GaN/AlGaIn/GaN- bzw. AlGaIn/GaN-Heterostrukturen unmittelbar für die Charakterisierung des 2DEGs herangezogen werden können.

4.4 Erreichte Schichtqualität auf Saphir

Die in diesem Abschnitt beschriebene AlGaIn/GaN-Heterostruktur auf Saphir stellt den Ausgangspunkt für die in Kapitel 5 und 6 folgenden Arbeiten dar. Das Hauptaugenmerk dieses Abschnitts wurde auf die strukturelle Qualität der Schichten gelegt, um einen unmittelbaren Vergleich der erzielten Schichtqualität auf Saphir mit der auf den in Kapitel 5 erreichten zu ermöglichen. Die Vergleichbarkeit wurde durch das Wachstum einer Standardschichtfolge bestehend aus 450 – 550 nm GaN, 20-25 nm AlGaIn (Al-Gehalt 31 ± 1 %) und 2 nm GaN-Deckschicht gewährleistet.

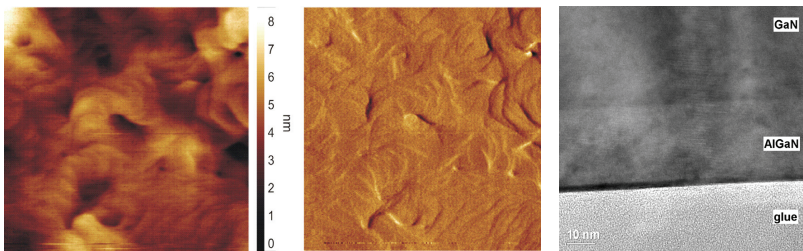


Abb. 25: Links/ Mitte: Topographische Darstellung einer GaN-Oberfläche ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$, rms-Rauheit 0,7 nm), gezeigt sind Topographie und Amplitudenbild. Rechts: TEM-Querschnittsaufnahme der AlGaIn/GaN-Heterostruktur.

Typische GaN-Pufferschichten für die Herstellung von nitridischen HEMTs sind mit Schichtdicken zwischen 1-3 μm deutlich dicker als die hier gewählte Schichtdicke von

etwa 500 nm. Hohe Schichtdicken resultieren in einer Abnahme der Versetzungsdichte und damit in höheren Schichtqualitäten. Die hier gewählte dünne GaN-Schicht von nur 500 nm war eine Folge der Designbetrachtungen für die geplanten Resonatoren, da die Schichtdicke einen unmittelbaren Einfluss auf die Resonanzfrequenz hat (vgl. Abschnitt 3.1).

Trotz dieser geringen Schichtdicke wurden AlGaIn/GaN-Heterostrukturen hoher Qualität hergestellt. Abb. 25 (links/ mitte) zeigt eine typische Oberfläche mit einer rms-Rauheit von nur 0,7 nm. Dargestellt ist neben dem Höhen- auch das Amplitudenbild, welches einen deutlicheren Kontrast der Stufenverläufe zeigt. Die Versetzungsdichte an der Oberfläche konnte durch Defektätzen in 180°C heißer, unverdünnter Phosphorsäure (H_3PO_4) ermittelt werden und beträgt rund $1,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Ebenfalls in Abb. 25 dargestellt ist eine TEM-Querschnittsaufnahme des oberen Teils der Heterostruktur, welche die scharfen Grenzflächen zwischen GaN und AlGaIn verdeutlicht. Die Bestimmung der Gitterkonstanten $c = 5,186 \pm 0,002 \text{ \AA}$ und $a = 3,188 \pm 0,002 \text{ \AA}$ erfolgte mit HRXRD. Gemessen wurden die Reflexe (002) und (205). Aus den gemessenen Gitterkonstanten ist ersichtlich, dass GaN mit dem in Abschnitt 4.2 beschriebenen Wachstumsprozess schwach kompressiv mit $\epsilon_{xx} = 3 \cdot 10^{-4}$ auf Saphir gewachsen wird. Typische Halbwertsbreiten (FWHM) der *rocking curve* für GaN auf Saphir betragen $0,21 - 0,23^\circ$.

Anschließend wurden die Eigenschaften des 2DEG mit Hilfe von CV- und Hallmessungen bestimmt, dabei ergaben sich typische Ladungsträgerkonzentrationen von $(1,2 \pm 0,1) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ und Beweglichkeiten von $1000 - 1100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Eine detaillierte Beschreibung der Optimierbarkeit der elektronischen Eigenschaften in Abhängigkeit von den gewählten Wachstumsparametern (Barrierendicke, Aluminiumgehalt, Deck- und Zwischenschichten) wird zu Beginn des 6. Kapitels gegeben, wo sie für die Entwicklung piezoelektrisch anregbarer Schichtfolgen relevant sind. Zunächst wird jedoch im Kapitel 5 untersucht, inwieweit sich das MOCVD-Wachstum der hier beschriebenen Schichtfolge von Saphir auf andere, MEMS-taugliche (Pseudo-) Substrate übertragen lässt.

5 Übertragung des Wachstums auf ätzbare Substrate

Freistehende mechanische Strukturen können im Wesentlichen auf zwei Wegen hergestellt werden (Abb. 26). Im ersten Fall wird die Freistellung durch Ätzen des Substrates unterhalb der mechanischen Struktur von der Wafer-Rückseite oder mittels isotroper Ätzprozesse von der Vorderseite realisiert (Volumentechnologie, *bulk machining*). Im zweiten Fall wird eine Opferschicht zwischen dem Substrat und den funktionellen Schichten eingefügt, die anschließend wieder entfernt wird (Oberflächenstrukturierung, *surface machining*).

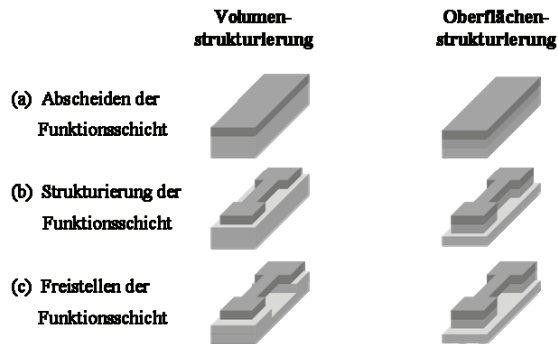


Abb. 26: Strategien zur Herstellung freistehender Strukturen für MEMS mit Hilfe der Substratstrukturierung (Volumentechnologie) und mit Hilfe einer zusätzlich eingefügten Opferschicht (Oberflächentechnologie).

Für Silizium und Siliziumoxid existieren beide Möglichkeiten, da hier gut beherrschte nass- und trockenchemische Ätztechnologien für anisotrope und isotrope Ätzschritte verfügbar sind. Daher werden MEMS typischerweise aus Mehrschichtsystemen auf Silizium- bzw. SOI-Substraten hergestellt, wobei man im ersten Fall die Volumentechnologie und im zweiten die Methoden der Oberflächenstrukturierung verwendet.

In der GaN-Heteroepitaxie werden häufig Saphir oder SiC als Substrate verwendet, da sie im Vergleich zu Silizium bei gleichzeitig geringerem Entwicklungsaufwand meist bessere

epitaktische Ergebnisse ermöglichen. Diese können jedoch nur unter Mühe strukturiert werden. Mit Hilfe chlor- bzw. fluorbasierter RIE-Ätzprozesse ($\text{BCl}_3/\text{HBr}/\text{Ar}$, SF_6/Ar) ist es zwar möglich, senkrecht in Saphir bzw. SiC hineinzuzäten [Jeo03]. Diese Prozesse sind jedoch mit einem starken physikalischen Abtrag durch den Beschuss mit schweren Ionen (Ar) verbunden, der zu einem starken Abtrag der verwendeten Ätzmaskierung führt. Der anschließend notwendige laterale Ätzschritt kann bei Saphir mangels geeigneter chemischer Ätzmittel nicht durchgeführt werden kann. Für das isotrope Ätzen von SiC konnte ein temperaturgestützter Prozess entwickelt werden (siehe Abschnitt 7.3.1). Aus diesem Zwiespalt zwischen Strukturierbarkeit und Epitaxieanforderung heraus widmet sich das folgende Kapitel der Übertragung des GaN-Wachstums von Saphir auf ätzbare Alternativsubstrate.

In Analogie zum vorangegangenen Abschnitt 4.4 wurden die Wachstumsergebnisse auf den alternativ zu Saphir gewählten Substraten hinsichtlich ihrer Schichtqualität (Morphologie, Existenz eines 2DEGs, Kristallstruktur, Auftreten von Defekten) untersucht. Dabei wurde auf die Bestimmung der Gitterkonstanten und der Schichtverspannung besonderes Augenmerk gelegt. Eine Auswertung und Gegenüberstellung der erzielten Wachstumsergebnisse erfolgt im letzten Abschnitt dieses Kapitels.

5.1 SiC als Substrat

Neben Saphir ist 4H- bzw. 6H-SiC ein häufig verwendetes Substratmaterial, um GaN-Schichten hoher epitaktischer Qualität zu erzielen, wie es für die Herstellung optischer Bauelemente oder HEMTs erforderlich ist. Der Hauptnachteil dieses Substrates ist kein technologischer, sondern liegt in den nach wie vor hohen Substratpreisen begründet, die etwa 10 – 20 mal so hoch wie die für vergleichbare Saphirsubstrate sind und etwa dem 100fachen des Siliziumpreises entsprechen. Verwendet wurden 2“ 4H-SiC Substrate von SiCrystal® (*Si-face*, n-dotiert (Stickstoff), *micro pipe density* (MPD) $< 100 \text{ cm}^{-2}$). Für die Übertragung von Saphir musste der Wachstumsprozess nur geringfügig angepasst werden. Der wesentliche Unterschied ist hierbei der Wechsel von einer NT-AlN-

Nukleationsschicht zu einer Hochtemperatur-AlN-Nukleation (HT-AlN), die bei 1190°C durchgeführt wurde. Im Gegensatz zum Wachstum auf Saphir führte die Wahl der HT-Nukleation zu einem größeren Parameterfenster zur Optimierung des darauf folgenden GaN-Wachstums. Gleichzeitig wurde die Nukleationsdauer annähernd verdreifacht, da der Temperaturwechsel von 460°C auf 1190°C eine erhöhte Migration und Desorption der beteiligten Reaktanden (Al und N) an der heißen Substratoberfläche zur Folge hat, wodurch die Wachstumsrate deutlich abnimmt. Der für NT-AlN notwendige, anschließende Rekristallisationsschritt entfällt; das GaN-Wachstum beginnt unmittelbar nach Erreichen der gewünschten Wachstumstemperatur von 1120°C.

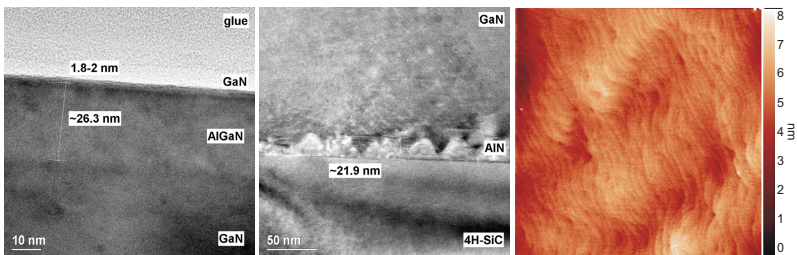


Abb. 27: TEM-Querschnittspräparation der AlGaIn/GaN-Heterostruktur auf SiC: Links: Al-GaIn-Schicht mit 2 nm Deckschicht, Mitte: Detaildarstellung der AlN-Nukleationsschicht. Rechts: AFM-Topographie (5*5 μm^2).

Die so gewachsenen Schichten übertrafen die auf Saphir hergestellten an Qualität. Der Grund liegt in der deutlich geringeren Gitterfehlpassung zum GaN (3,5 gegenüber 16,9 %) und einer nur halb so hohen thermischen Fehlanpassung (vgl. auch Abschnitt 5.4). Sie wiesen mit einer Halbwertsbreite von $0,11^\circ$ der *rocking curve* eine höhere strukturelle Qualität auf. Auch ihre Oberfläche war mit einer rms-Rauheit von 0,5 nm glatter (vgl. Abb. 27 rechts, AFM-Topographie). Ebenfalls in Abb. 27 (links) dargestellt sind Detailaufnahmen des Querschnitts, welche die strukturelle Qualität bestätigen. Die elektrische Charakterisierung mittels CV- (Abb. 28 rechts) und Hallmessung ergab für die Ladungsträgerdichte Werte bis $1,28 - 1,40 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bei einer dazugehörigen Beweglichkeit von $1400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Die genaue Barrierendicke wurde aus den TEM-Querschnittsaufnahmen

(Abb. 27 links) und aus der Auswertung der Schichtdickenoszillation im Röntgendiffraktogramm (Abb. 28 links) ermittelt und betrug 26 nm. Die Gitterkonstanten wurden aus der HRXRD-Messung der Reflexe (002) und (205) mit $c = 5,184 (\pm 0,001) \text{ \AA}$ und $a = 3,192 (\pm 0,001) \text{ \AA}$ bestimmt. Daraus ergibt sich eine geringe Zugverspannung von $\epsilon_{xx} = 9 \cdot 10^{-4}$. Diese konnte über die Bestimmung der Energieverschiebung des D^0X -Übergangs aus der Photolumineszenz annähernd bestätigt werden. Dort ergab sich eine Verspannung von $6 \cdot 10^{-4}$ für GaN auf SiC nach dem oben beschriebenen Wachstumsprozess.

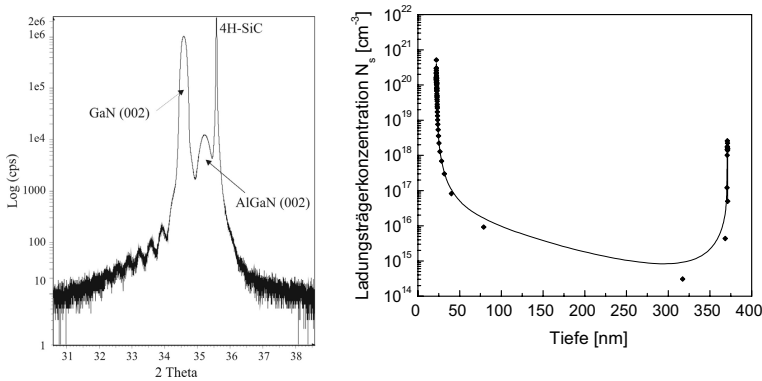


Abb. 28: Links: Röntgendiffraktogramm des symmetrischen (002) Reflexes mit Schichtdickenoszillationen. Rechts: Ladungsträgerprofil ermittelt über Kapazitäts-Spannungsmessungen.

5.2 Saphir/Opferschicht als Substrat

5.2.1 Opferschichten in der Nitridtechnologie

Neben dem grundsätzlichen Wechsel auf ein alternatives Substrat wurde im Rahmen dieser Arbeit auch untersucht, inwieweit sich das GaN-Wachstum auf Saphir soweit modifizieren ließe, dass die Herstellung von MEMS-tauglichen Schichtfolgen mit Hilfe einer Opferschicht ermöglicht wird. Dabei muss die Opferschicht zwei Bedingungen erfüllen: sie muss das epitaktische Überwachsen mit GaN in der MOCVD ermöglichen und gleich-

zeitig gut isotrop und selektiv zu GaN ätzbar sein. Bereits auf Grund der ersten Bedingung entfallen jedoch viele der sonst üblichen Opferschichten wie Polymere, Metalle oder Oxide.

Das epitaktische Wachstum wird sofort gewährleistet, sobald man sich innerhalb des nitrischen Materialsystems bewegt. Die notwendige Selektivität kann dann auf verschiedene Arten erzeugt werden. Von Strittmatter et al. [Str03] wurde zum Beispiel die Herstellung p- bzw. n-dotierter GaN-Membranen vorgestellt, bei denen jeweils die untere, entgegengesetzt dotierte Schicht photoelektrochemisch herausgelöst wurde.

Eine weitere, bereits mehrfach verwendete Technologie zur Freistellung von GaN-basierten Strukturen beruht auf dem Ausnutzen der variabel einstellbaren Bandlücke [Sto01, Sto03, Gao03, Hab04]. Durch die geschickte Kombination von Materialien hoher (AlN, GaN, AlGaIn) und niedriger Bandlücke (InGaIn, InAlIn, InGaAlIn) können epitaktisch gewachsene Schichtfolgen zum Einsatz kommen, bei denen anschließend das Material mit der niedrigeren Bandlücke mittels photoelektrochemischem Ätzen selektiv herausgelöst werden kann. Auf den Einsatz indiumhaltiger Verbindungen wurde in dieser Arbeit verzichtet, da der Einsatz von Indium im hier verwendeten MOCVD-Wachstum zu einer starken Querkontamination der AlGaIn/GaN-Schichten mit an den Reaktorwänden angelagertem Indium führt.

Stattdessen wurden AlN-Schichten als Opferschicht verwendet, da sich in früheren Arbeiten herausgestellt hatte, dass AlN selektiv zu GaN durch nasschemische Ätzverfahren entfernt werden kann [Cim06b, Zau04]. Die Selektivität und die Ätzrate sind dabei stark von der Schichtbeschaffenheit abhängig, da nasschemische Ätzprozesse an Kristalldefekten wie Versetzungen, Korngrenzen oder Poren sehr viel schneller als bei einkristallinem Material ablaufen (vgl. auch Abschnitt 7.3.2.). Damit sind nanokristalline oder poröse Schichten prädestiniert für den Einsatz als Opferschicht. Gleichzeitig werden dünne AlN-Schichten standardmäßig als Nukleationsschicht eingesetzt. Bei der Verwendung als Opferschicht musste demnach eine Art Nukleationsschicht mit deutlich höherer Schichtdicke hergestellt werden, deren Oberfläche weiterhin das epitaktische Wachstum von GaN ermöglicht, ohne gleichzeitig von so hoher Kristallqualität zu sein, dass das nasschemische

Ätzen erschwert würde. Die Grundlage für diese Technologie bildet die so genannte Nanoheteroepitaxie, welche von Zubia und Hersee 1999 [Zub99] eingeführt wurde.

Das epitaktische Wachstum auf porösen Zwischenschichten wie TiN [Fu06], Silizium [Mat01, Don06, Bou03], SiC [Yun02, Ino03] und porösem GaN [Gho03, Qha04, Wan05] wurde bereits von verschiedenen Gruppen erfolgreich demonstriert. Die dabei erzielte Kristallqualität übertraf dabei oft diejenige von „konventionell“ gewachsenen GaN-Schichten. Dies trifft insbesondere auf die Oberflächenmorphologie und Versetzungsdichte zu [Wan05]. Eine ausgeprägte laterale Wachstumskomponente führt zum Überwachsen der Poren („*air-bridged*“) [Qha04] und damit zu einer geschlossenen Schicht, die anschließend ins Lagenwachstum übergeht. Dabei kann die Verspannung der Schicht (verursacht durch die Gitter- und thermische Fehlanpassung zwischen Substrat und Schicht) über einen 3D-Relaxationsprozess deutlich reduziert werden. Die biaxiale Verspannung einer epitaktischen Schicht wird üblicherweise unter der Annahme berechnet, dass das Substrat sich unter dem Einfluss der Schicht nicht selbst verspannt. Wächst man jedoch auf Inseln oder Kristalliten mit einem Durchmesser von 10 - 100 nm („Nanoinself“, [Jeg05], Nukleationsschicht, poröse Schichten), so verspannen sich die Inseln selbst und führen zu einer Entlastung der Schicht [Zub99]. Die zusätzlichen Mechanismen sind im Vergleich zu einer konventionell gewachsenen Schicht in Abb. 29 dargestellt.

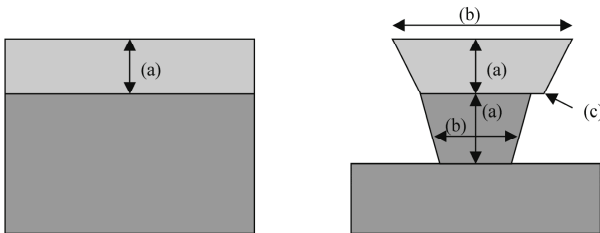


Abb. 29: Relaxationsmechanismen für spannungsinduzierte Verspannung bei konventioneller Heteroepitaxie und bei Nanoheteroepitaxie. (a) vertikales Ausdehnen, (b) laterales Ausdehnen, (c) Terminieren von Versetzungen.

An die Stelle von vorstrukturierten Substraten [Zub00, Zan05] treten bei der Verwendung

eines nanokristallinen oder porösen Materials Selbstorganisationsprozesse um eine Oberflächenmorphologie zu erzeugen, die dicht gepackten Inseln sehr nahe kommt. Dies konnte im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe von AlN-Opferschichten erfolgreich demonstriert werden. In den folgenden Unterabschnitten werden daher die Eigenschaften des gesputterten AlN und des darauf epitaktisch gewachsenen AlGaIn/GaNs untersucht.

5.2.2 Gesputtertes AlN auf Saphir

Für die Untersuchung des Wachstumsverhaltens von GaN auf nanokristallinem AlN wurden Saphir-Wafer mit 100 bis 500 nm nanokristallinem AlN beschichtet. Dazu standen zwei Vakuumanlagen (Ardenne Clustertool, Nordiko) zu Verfügung, in denen AlN reaktiv in einer reinen Stickstoffatmosphäre von hochreinen Al-Targets gesputtert wurden. Eine geringfügige und unbeabsichtigte Heizung durch *self bias* -Effekte führte zu einer maximalen Erwärmung von 100°C. Eine detaillierte Analyse der Abscheidung der hier verwendeten gesputterten AlN-Schichten findet sich u. a. bei Polster [Pol06] sowie in [Nie05, Ton06].

Die so hergestellten Schichten zeigten bei der Untersuchung mit HRXRD eine reine c-Achsenorientierung mit Halbwertsbreiten der *rocking curve* von etwa 4°. Die gesputterten Schichten waren darüber hinaus vollständig *in-plane* orientiert. Diese Perfektion in der Orientierung ist für Schichten, die bei Raumtemperatur gewachsen wurden, bemerkenswert und wurde mit Hilfe von Röntgenuntersuchungen (*phi-scan*) des (105)-Reflexes nachgewiesen. Die Ursache liegt wahrscheinlich in den verwendeten, sehr kleinen Sputterraten begründet, welche die Migration auf der Oberfläche begünstigte.

Die Untersuchung eines TEM-Querschnittspräparates zeigte eine säulenartige Struktur (Abb. 30) der AlN-Schichten. Die Oberflächenmorphologie wurde mit dem AFM untersucht und zeigt eine nanokristalline Struktur mit einer Korngröße von etwa 20-30 nm. Wegen der anschließenden Verwendung als Pseudosubstrat wurde auch überprüft, inwieweit sich die Eigenschaften durch den Heizvorgang auf die GaN-Wachstumstemperatur von 1120°C ändern. Die Oberflächenstruktur blieb dabei im Wesentlichen gleich, allerdings

vergrößerte sich auf Grund von Rekristallisationseffekten die durchschnittliche Korngröße auf etwa 30–40 nm (Abb. 30 Mitte + rechts).

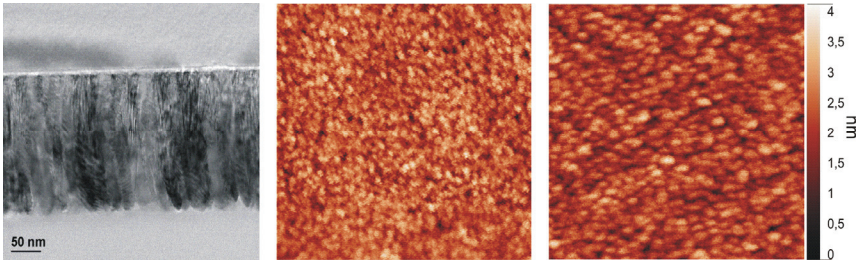


Abb. 30: TEM-Querschnittspräparat einer gesputterten AlN-Schicht mit säulenartigen Einzelkristallen (links); Oberflächentopographien mit 5 μm Kantenlänge und einer rms-Rauheit von ca. 3–4 nm, aufgenommen mit AFM: vor (Mitte) und nach der Rekristallisierung (rechts).

5.2.3 MOCVD-Wachstum auf AlN/Saphir-Pseudosubstraten

Das anschließende GaN-Wachstum wurde analog zum im Kapitel 4.2 beschriebenen Standardwachstum durchgeführt. Dazu wurde das AlN/Saphir-Pseudosubstrat im MOCVD-Reaktor unter Zugabe von Ammoniak und Wasserstoff auf die Wachstumstemperatur von 1120°C erhitzt und eine Heterostruktur bestehend aus 450–500 nm GaN, 20 nm $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ und 2 nm GaN-Deckschicht gewachsen. Auf einen Desorptionsschritt in Wasserstoffatmosphäre, wie er typischerweise für die Reinigung der Oberfläche vor dem Beginn des Wachstums üblich ist, wurde hier verzichtet. Der Grund liegt zum einen darin, dass die Zugabe von Ammoniak während des Heizens unbedingt erforderlich ist, um das Ausgasen des Stickstoffs aus der schon bestehenden AlN-Schicht zu verhindern. Zum anderen sollte das unvermeidliche Rekristallisieren der AlN-Schicht bei hohen Temperaturen so kurz wie möglich gehalten werden.

Die so gewachsenen GaN-Schichten erreichten eine geringfügig schlechtere strukturelle Qualität als die mit einer dünnen AlN-Nukleationsschicht auf Saphir gewachsenen Strukturen, was sich in höheren Halbwertsbreiten bei den HRXRD-Messungen sowie in einer

höheren Oberflächenrauheit niederschlug. Die Halbwertsbreiten der *rocking curves* für GaN betragen 0.085° und 0.218° für den (105)- und (002)-Reflex. Die Aufnahme von Topographiebildern mit dem AFM zeigten dennoch die typischen Stufen des 2D-Wachstums. Die rms-Rauheit war mit 2 nm auf einer Fläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ (Abb. 31) gegenüber „Standard“-Proben erhöht, was durch ein schlechteres Koaleszenzverhalten hervorgerufen wurde. Vereinzelt traten sichtbare trichterförmige Vertiefungen (*pits*) mit einem sechseckigen Grundriss auf. Ursache dafür sind an dieser Stelle austretende Fadenversetzungen.

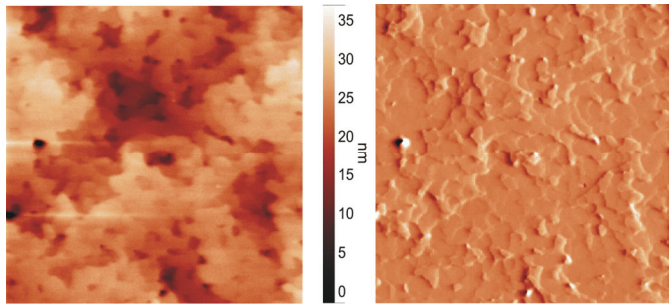


Abb. 31: Topographie und Amplitudenbild einer AlGaIn/GaN-Schicht auf AlN/Saphir mit einer lateralen Abmessung von $5 \mu\text{m}$.

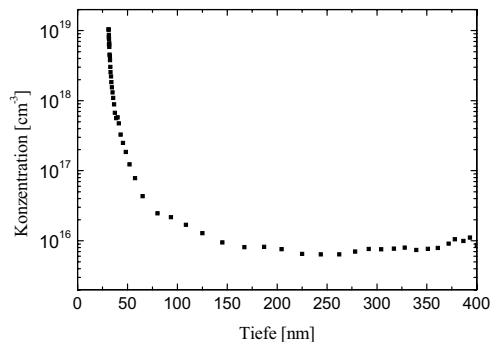


Abb. 32: Ladungsträgerprofil, ermittelt mit Hilfe von CV-Messungen.

Mittels CV-Messungen wurde ein gut ausgeprägtes 2DEG mit einer Flächenladungsträgerkonzentration von $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ nachgewiesen (Abb. 32).

Obwohl AlN eine kleinere Gitterkonstante als GaN aufweist, was bei einer streng epitaktischen Beziehung zu einer druckverspannten GaN-Schicht führen würde, wird bei der Verwendung von NT-AlN oder NT-GaN-Schichten als Nukleation für gewöhnlich zuerst eine geringfügige Zugverspannung eingebaut. Deren Ursache liegt im Inselwachstum und der darauf folgenden Koaleszenz der GaN-Schicht begründet [Hea99, Böt01]. Erst beim Abkühlen zieht sich Saphir stärker zusammen als GaN, so dass eine kompressive Verspannung eingebaut wird, die die ursprüngliche Zugverspannung überkompensiert. Die Verwendung von dicken, gesputterten AlN-Schichten führte demgegenüber zu praktisch unverspannten Schichten, da hier sich hier die zusätzlichen Relaxationsmechanismen der NHE auswirken. In Abb. 33 dargestellt ist die reziproke Gitterkarte des (002)- und des (105)-Reflexes. Daraus wurden die Gitterparameter der AlN- und GaN-Schicht mit $c_{\text{AlN}} = 4.970 \text{ \AA}$ and $a_{\text{AlN}} = 3.112 \text{ \AA}$, $c_{\text{GaN}} = 5.1851 \text{ \AA}$ and $a_{\text{GaN}} = 3.1893 \text{ \AA}$ ermittelt. Die leichte Verkippung von $0,7^\circ$, die im asymmetrischen 105-Reflex sichtbar ist, deutet auf eine geringfügige Verkippung zwischen der AlN und der GaN-Schicht hin.

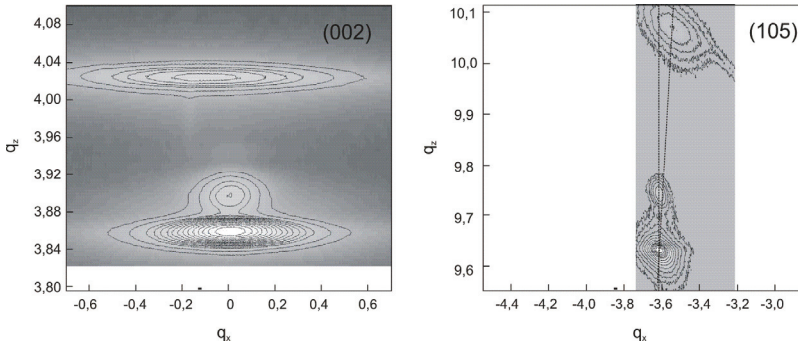


Abb. 33: Reziproke Gitterkarten von AlGaIn/GaN-Heterostrukturen auf AlN/Saphir-Templates. Dargestellt wurden der (002)- und der (105)-Reflex.

Die Untersuchung eines TEM-Querschnitts zeigte, dass sich die Oberfläche der gesputter-

ten nanokristallinen Schicht wie eine typische NT-AlN-Nukleationsschicht verhielt und praktisch dieselbe Oberflächenstruktur aufwies. In beiden Fällen sind deutlich ausgeprägte und facettierte Inseln zu erkennen, welche die Nukleation und die anschließende Koaleszenz der GaN-Schicht ermöglichen (Abb. 34). Folgt man den Erläuterungen von Zubia et al. [Zub99], so führt eine höhere Gitterfehlpassung zwischen Schicht und Pseudosubstrat zu umso kleineren kritischen Durchmessern für die benötigten Nanoinseln. Das zweidimensionale Wachstum von GaN auf nanokristallinem Fall war im Rahmen dieser Arbeit nur dann erfolgreich, wenn der Kristallitdurchmesser 20-30 nm (*as grown*) nicht überstieg. So war es nicht möglich, vergleichbare Pseudosubstrate mit Hilfe von MOCVD-gewachsenen NT-AlN-Schichten zu produzieren, da der Wachstumsprozess trotz der Niedrigtemperaturabscheidung immer zu größeren Kristalliten mit einem Durchmesser von 50 – 100 nm führte. Das folgende GaN-Wachstum resultierte stets in einem 3D-Wachstum mit großen hexagonalen und pyramidischen Kristallen, die nicht zu einer geschlossenen Schicht koaleszierten.

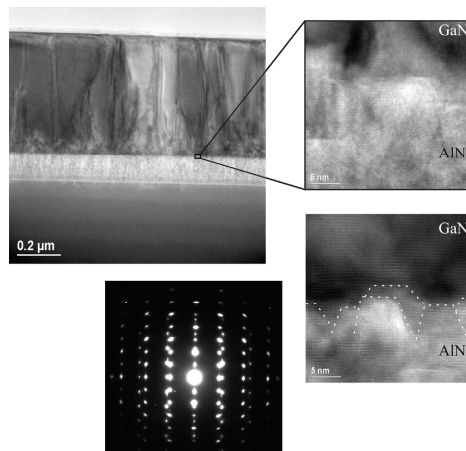


Abb. 34: TEM-Querschnittspräparation mit Detaildarstellungen der AlN/GaN-Grenzfläche und dem dazugehörigen Beugungsbild. (a) Überblicksdarstellung, (b) Detaildarstellung der AlN/GaN-Grenzfläche, (c) analog (b), mit Hervorhebung der Oberflächenkontur des AlN, (d) Beugungsbild mit den Reflexen von Saphir und AlN zur Demonstration der Ausrichtung des AlN am Saphir.

5.3 Silizium/3C-SiC als Substrat

Das erfolgreiche epitaktische Wachstum von GaN auf Silizium wird im Wesentlichen durch drei Gründe erschwert: während die hohe Gitterfehlpassung zwischen beiden Materialien zu einer hohen Versetzungsdichte führt, verursacht die zusätzliche hohe thermische Fehlpassung von über 50 %, dass die GaN-Schichten während des Abkühlens reißen, lange bevor sie Schichtdicken erreicht haben, wie sie für Bauelemente relevant sind. Darüber hinaus führt die starke chemische Reaktion von Ga und Si bei hohen Temperaturen zum so genannten *melback etching*, bei der das Siliziumsubstrat durch das Gallium aus der Gasphase angeätzt wird. Für alle drei Schwierigkeiten gibt es jedoch mittlerweile Erfolg versprechende Ansätze (vgl. Abb. 35), welche im folgenden Abschnitt dargestellt werden.

5.3.1 Lösungsansätze für das MOCVD-Wachstum von GaN auf Silizium

Die aus der Gitterfehlpassung an der Substrat/Schicht-Grenzfläche berechnete Versetzungsdichte ist für alle hier betrachteten Grundsubstrate enorm hoch ($2,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (Si(111)), $1,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (Saphir), $1,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (6H-SiC) [Dad03]) und damit weit entfernt von Größenordnungen von $10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-2}$, wie sie für die meisten Bauelemente akzeptabel sind. In einem typischen MOCVD-Wachstumsprozess auf Heterosubstraten wird diese anfänglich hohe Versetzungsdichte jedoch schnell reduziert, so dass zumindest diese Schwierigkeit auf Silizium keine größere darstellt als auf Saphir und SiC.

Die gegenseitige Auslöschung von Versetzungen läuft umso schneller ab, je kleiner der Abstand zwischen zwei benachbarten Versetzungen ist, so dass sich die Versetzungsdichte bereits nach wenigen hundert Nanometern auf Werte um 10^{10} cm^{-2} reduziert. Die weitere Abnahme kann auf diesem Wege nur durch das Wachstum dicker Pufferschichten von einigen μm erreicht werden. Daneben existieren mehrere *ex situ*- und *in situ*-Verfahren, mit denen sich die verbleibende Versetzungsdichte noch weiter reduzieren lässt. Im ersten Fall wird gewöhnlich das ELOG- [Hon02, Hon02a, Fel03] oder pendeo-Verfahren [Dav01] angewandt. Diese beruhen auf der teilweisen Maskierung bzw. dem teilweise Entfernen

der bereits gewachsenen Schicht und dem anschließenden verstärkten lateralen Wachstum. *In situ*-Verfahren beruhen demgegenüber auf dem Einfügen von Zwischenschichten wie SiN_x [Fel01a] während des MOCVD-Prozesses.

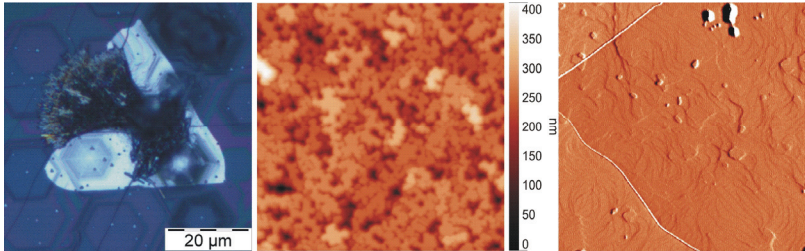


Abb. 35: a) Ausdiffusion von Si während des GaN-Wachstums mit Hohlraumbildung im Si-Substrat (mikroskopische Aufnahme), b) hohe Versetzungsichte auf Grund mangelnder Koaleszenz (hohe unbeabsichtigte Dotierung, AFM-Topographie $5 \times 5 \mu\text{m}^2$), c) Rissbildung während des Abkühlens (AFM-Amplitudenbild, $5 \times 5 \mu\text{m}^2$).

Dabei wird das GaN-Wachstum gestoppt und durch die Zugabe von Silan und Ammoniak eine 1-2 nm dicke SiN_x -Schicht gewachsen. Diese Zwischenschicht maskiert den größten Teil der GaN-Oberfläche und die dort vorhandenen Versetzungen, so dass bei Fortsetzung des GaN-Wachstums ein Effekt ähnlich dem des ELOG-Verfahrens auftritt: durch starkes (durch hohe Ammoniakflüsse gefördertes) laterales Wachstum schließt sich die GaN-Schicht oberhalb des SiN wieder und wächst mit deutlich reduzierter Versetzungsdichte weiter [Yun05, Dad03a, Dad03]. Eine weitere Möglichkeit besteht im Dotieren mit Si- δ -Profilen. Durch den sprunghaften Anstieg der Dotierung und damit der Schichtverspannung werden Versetzungen umgelenkt und heben sich mit benachbarten Versetzungen auf [Con02]. Aber auch während des Wachstums eingefügte AlN -Zwischenschichten [Ama99a] oder $\text{Al}(\text{Ga})\text{N}/\text{GaN}$ -Übergitter [Hag01, Fel01] führen zu einer Verringerung der Versetzungsdichte, da diese an epitaktischen Grenzflächen zum Abknicken neigen. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit der gegenseitigen Auslöschung erhöht.

Das *meltdown etching*, eine starke schicht- und substraterstörende chemische Reaktion von Gallium mit Silizium, muss beim Wachstum von GaN auf Silizium von der verwend-

ten Nukleationsschicht blockiert werden, so dass hier neben dem (teilweisen) Auffangen der Gitterfehlpassung auch besondere Anforderungen an die Dichtigkeit der Nukleationsschicht gestellt werden. Auch eine unerwünschte n-Dotierung mit Silizium über die Diffusion aus dem Substrat kann durch möglichst dichte Nukleations- oder Zwischenschichten gemindert werden [Hok05]. Als vermittelnde Schicht weit verbreitet sind AlN [Kim06, Dad07, Che02, Lah01, Dad03, Bro02] oder 3C-SiC [Tak91, Ste96, Kom06, Kom06a, Dav01, Boo98] sowie Kombinationen aus beiden Schichten.

Die weitaus größte Schwierigkeit beim GaN-Wachstum auf Silizium liegt im Verhindern der Rissbildung (*cracking*) [Etz01] während und nach dem Wachstum. Wie bereits beschrieben, wird durch das zweistufige Wachstum (*two-step-growth*, vgl. Abschnitt 5.2) mit der Bildung von Inseln und der anschließenden Koaleszenz an den Grenzflächen ein tensiler Stress von etwa 0,1 – 0,2 GPa je gewachsenem Mikrometer Schichtdicke erzeugt [Hea99, Böt01]. Anders als auf Saphir führt die thermische Fehlanpassung bei der Verwendung von SiC und Silizium zu einer Verstärkung der bereits bestehenden tensilen Verspannung. Durch das Abkühlen wird eine Verspannung von etwa 0,7 GPa je gewachsenem Mikrometer Schichtdicke in die GaN-Schicht eingebracht [Dad03]. Eine weitere Quelle für eingebaute Verspannung sind Defekte und Dotierung. So konnte von Fu et al. [Fu00] gezeigt werden, dass das V-III-Verhältnis den Spannungszustand beeinflusst. Auch eine Siliziumdotierung führt zu einer Zunahme der Zugverspannung um 0,1 GPa/ μm je (willkürlich oder durch Diffusion aus dem Substrat) eingebrachte Konzentration von $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [Rom00, Ter01]. Insgesamt wird der kritische Wert von etwa 0,9 GPa/ μm [Dad03], bei dem die Rissbildung einsetzt, schnell erreicht. Allerdings können Defekte in der Schicht die Rissbildung auch schon deutlich früher initiieren. Verspannungen in der Schicht können über die Verwendung von AlN-Nukleationsschichten mit anschließendem AlN/GaN-Übergitter [Fel01] oder graduellen Übergang von AlN zu AlGaIn zu GaN gemindert werden. Der gewünschte Effekt kann auch mit Hilfe von Niedrigtemperatur-Zwischenschichten (GaN, AlN, AlGaIn) erzielt werden [Iwa98, Ama98]. Dabei ist NT-AlN effektiver als GaN-basierte Zwischenschichten: In beiden Fällen führt das texturierte Wachstum der Niedrigtemperaturschicht dazu, dass bestehende Schichtspannungen abge-

baut werden können, so dass die folgende HT-Schicht mit einer geringeren Verspannung weiter wächst [Iwa98, Ama98]. Bei der Verwendung von AlN führen die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten dazu, dass eine zusätzliche kompressive Gitterverspannung aufgebaut wird, die das Reißen der GaN-Schicht während des Abkühlens verhindert.

5.3.2 Herstellung der 3C-SiC(111)/Si(111) Pseudosubstrate

Die hier verwendeten 3C-SiC(111) Pseudosubstrate wurde nach dem von S. Nishino entwickelten Zweischrittverfahren hergestellt [Nis83]. Dabei besteht der erste Schritt in der Umwandlung der Siliziumoberfläche in eine dünne SiC-Schicht durch Reaktion mit einer kohlenstoffhaltigen Vorstufe. Im nachfolgendem Schritt dann wird eine Siliziumkarbidepitaxie durch das Zuschalten einer siliziumhaltigen Vorstufe durchgeführt. Durch diese Prozessfolge wird garantiert, dass die Keimbildung des SiC während des Epitaxieschrittes auf einer SiC-Unterlage erfolgt.

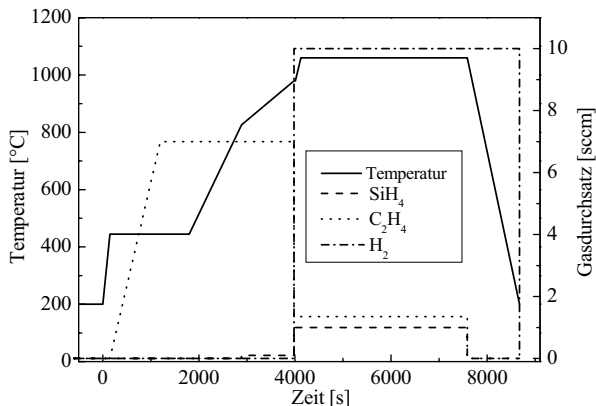


Abb. 36: Prozessverlauf bei der Niederdruck-CVD für die Herstellung des Pseudosubstrates.

Typische Prozessgase sind zum Beispiel Propan und Silan. Die Temperatur liegt bei der Heteroepitaxie von SiC auf Silizium mit mehr als 1250°C üblicherweise sehr hoch. Im vorliegenden Fall wurde als Kohlenstoffvorstufe Ethen (C_2H_4) und als Siliziumvorstufe Silan (SiH_4) verwendet. Die Herstellung des Pseudosubstrates wurde in einer UHV-Anlage mit Niederdruck-CVD durchgeführt. Der Hintergrunddruck in der Prozesskammer war kleiner als 5×10^{-9} mbar, der Prozessdruck während der Epitaxie lag bei 0.0014 mbar. Die Substrattemperatur lag bei 1060°C. Die Temperaturzeitverlauf und die Gasflusszeitverläufe sind in Abb. 36 dargestellt.

Das Wachstum der Epitaxieschicht wurde mit *in situ* Spektralellipsometrie verfolgt und ihre strukturelle Qualität mittels RHEED kontrolliert. Im Ergebnis des ersten Prozessschrittes entstand eine dünne zwillingsfreie einkristalline 3C-SiC(111) Epitaxieschicht (siehe Abb. 37 links), die Replika einer Oberflächenrekonstruktion aufweist und damit eine Terrassenbildung reflektiert. Die Analyse der ellipsometrischen Messdaten ergaben eine 3C-SiC Schichtdicke nach der Karbonisierung von 3 nm. Die Oberflächenrauheit kann mit Hilfe einer so genannten Rauheitsschicht (Annahme einer porösen Schicht aus 50 % Luft und 50 % kristallinem Material) angenommen werden und betrug etwa 0.5 nm.

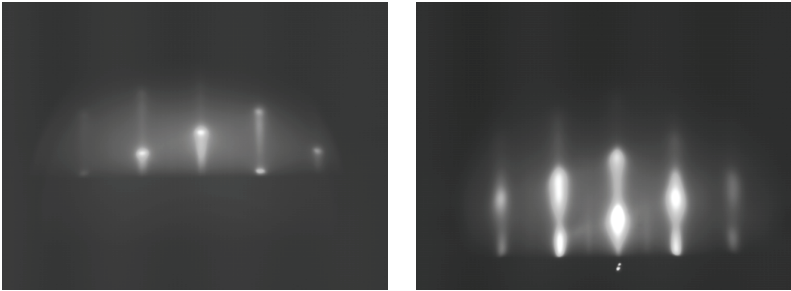


Abb. 37: Links: RHEED-Bild der karbonisierten Siliziumoberfläche (3 nm SiC). Rechts: RHEED-Bild der 3C-SiC Epitaxieschicht (47 nm SiC).

Im Ergebnis des nachfolgenden Epitaxieschrittes wurde eine Gesamtschichtdicke von ca. 50 nm angestrebt. Die 3C-SiC(111) Schicht wies ebenso wie die karbonisierte Si(111)-Oberfläche keine Zwillinge auf (Abb. 37 rechts). Es zeigt sich eine Kombination von

Punkt und strichförmigen Beugungsreflexen, die auf Rauheit und Terrassenbildung hinweisen. Für die Analyse der so erzeugten 3C-SiC(111)/Si(111)-Substrate wurde das gleiche Modell wie im Fall der karbonisierten Schicht verwendet um die Ellipsometriespektren auszuwerten. Dabei betrug die Dicke der Rauheitsschicht 5 nm, die 3C-SiC-Schicht wies eine Gesamtschichtdicke von 47 nm auf.

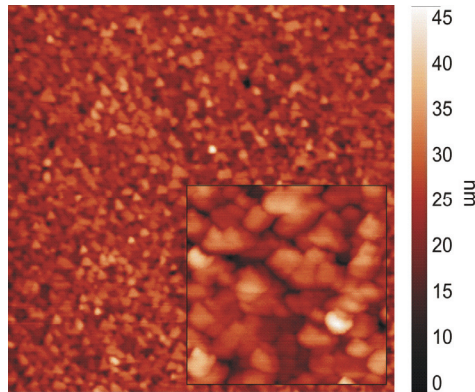


Abb. 38: AFM-Topographie der gewachsenen SiC-Oberfläche ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$, Inset: $1 \times 1 \mu\text{m}^2$) mit einer rms-Rauheit von 4,5 nm bei einer Schichtdicke von 47 nm.

Die Oberflächenrauheit wurde zusätzlich mit dem AFM bestimmt und betrug hier etwa 4,5 nm, was die ellipsometrisch ermittelte Rauheit von 5 nm gut bestätigt. In Abbildung 38 ist die Topographie der Oberfläche dargestellt. Deutlich erkennbar sind dreieckige Kristallite, welche eine starke *in-plane* Orientierung zeigen.

Die Betrachtung dieser Schichten im Lichtmikroskop zeigt eine gleichmäßige Verteilung dreieckiger Hohlräume (englisch auch *pits* oder *voids* genannt), die annähernd die gleiche Größe aufweisen (Abb. 39 links) und dieselbe *in-plane*-Orientierung aufweisen wie die in der AFM-Topographie betrachteten Kristallite. In der Querschnittsansicht an Bruchkanten (REM, siehe Abb. 39 rechts) oder nach der Querschnittspräparation für TEM (vgl. Abb. 40 und 41) wird ersichtlich, dass diese Hohlräume erheblich tiefer in das Siliziumsubstrat hinein reichen, als die gewachsene SiC-Schicht dick ist. Ursache dieses Effektes ist die

starke Ausdiffusion von Silizium aus dem Substrat, obwohl in der Gasphase mittels Silan atomares Silizium angeboten wird. Über die Menge des in der Gasphase angebotenen Silizium kann das SiC-Wachstum im Bereich zwischen den beiden Extremen Siliziumüberschuss (Bildung von so genannten *hillocks*, dreidimensionalen kristallinen Hügeln) und Siliziummangel (Entstehung der oben beschriebenen Hohlräume) eingestellt werden. Die Untersuchung des Wachstums solcher Schichten durch Förster [Foe05] ergab, dass die SiC-Schichten umso weniger inhomogen verspannt waren, je stärker das Wachstum auf der Löcher bildenden Seite des Prozessfensters durchgeführt wurde.

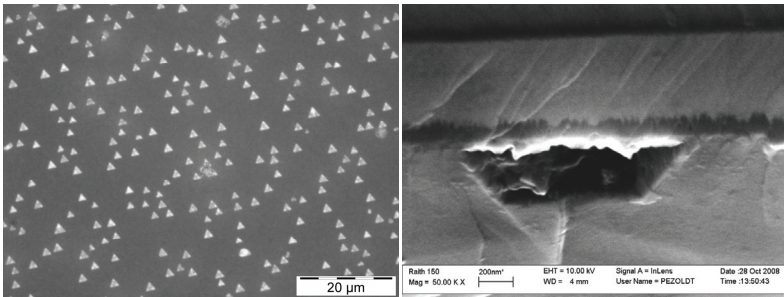


Abb. 39: Ausbildung von Hohlräumen im Siliziumsubstrat während des SiC-Wachstums (links: optische Mikroskopaufnahme, rechts REM-Aufnahme der Bruchkante nach erfolgtem GaN-Wachstum in der MOCVD).

5.3.3 MOCVD-Wachstum auf 3C-SiC/Si-Pseudosubstraten

Die Desorption der Oberfläche erfolgte bei den im folgenden verwendeten Silizium-Substraten mit ca. 30-50 nm 3C-SiC bei einer Temperatur von 900°C (vgl. auf Saphir und SiC bei 1180°C) und mit einer stark reduzierten Dauer, um die Diffusion von Silizium aus dem Substrat durch die SiC-Schicht möglichst niedrig zu halten. Die Nukleationsschicht wurde bei 950°C gewachsen (vgl. auf Saphir 460°C, auf SiC 1190°C). Die Wahl der Temperatur stellt dabei einen Kompromiss dar: zwischen dem Bestreben, eine möglichst hochwertige und damit dichte AlN-Schicht zu erzielen (hohe Temperatur erforderlich) und

dem Unterdrücken einer zu starken Si-Ausdiffusion (niedrigere Temperatur erforderlich). Nach Erreichen der Nukleationstemperatur verhindert ein kurzzeitiger Vorlauf der Aluminiumvorstufe TMAI die Bildung von nicht-stöchiometrischem, amorphem Si_3N_4 , welches die Epitaxie beeinträchtigen würde. Zuviel metallisches Aluminium auf der Oberfläche führt jedoch zu einer Degradation der SiC-Oberfläche, da Silizium in metallischem Aluminium ebenso wie in Gallium lösbar ist.

Die insgesamt 40 min währende Nukleation wurde nach 20 min für 5 min unter Beibehaltung der ammoniakhaltigen Atmosphäre unterbrochen, wodurch eine bessere Schichtqualität des GaN erzielt werden konnte. Ob die Ursache in einer verstärkten Rekristallisation der dann schon bestehenden AlN-Nukleationsschicht oder in der Anreicherung von Silizium an der Oberfläche liegt, konnte nicht abschließend geklärt werden. Im letztgenannten Fall würde das ausdiffundierende Silizium, das sich an der Oberfläche anreichert (*Surfactant*), durch die Absättigung mit Stickstoff zur Bildung von Si_3N_4 führen. Dies würde dann zu einer teilweisen Maskierung führen, welche die weitere Diffusion von Silizium in die GaN-Schicht effektiv mindern würde.

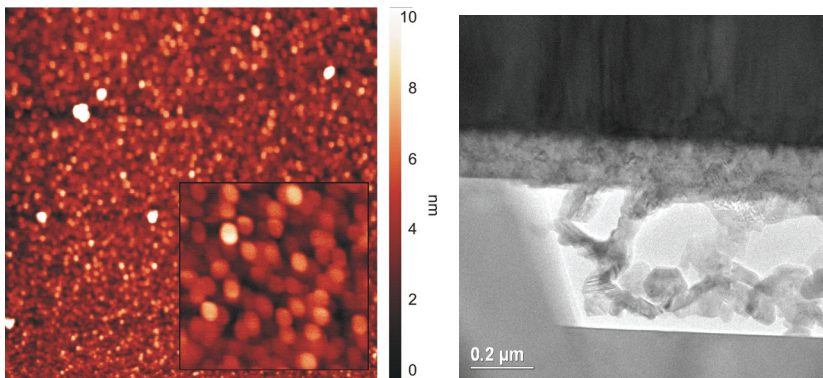


Abb. 40: links: AFM-Topographie ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$, Inset: $1 \times 1 \mu\text{m}^2$) der ersten 20 nm AlN-Nukleationsschicht auf Silizium mit 47 nm SiC-Pufferschicht (rms = 0,5 nm); rechts: TEM-Querschnittsaufnahme der SiC-Schicht und AlN-Nukleationsschicht.

Dieser Mikromaskierungseffekt durch das entstehende Si_3N_4 hat wahrscheinlich keinen Effekt auf die Qualität der nächsten AlN-Nukleationsschicht, da es sich dabei um eine dreidimensional wachsende Schicht mit entsprechendem lateralem Wachstum handelt. Abb. 40 zeigt die Topographie der ersten AlN-Schicht. Die beschriebene Wachstumsunterbrechung ist im TEM-Querschnitt nicht zu erkennen (Abb. 40 rechts).

Analog zum Wachstum auf Saphir erfolgte anschließend ein Rekristallisationsschritt bei 1160°C . Das eigentliche GaN-Wachstum wurde bei einer Starttemperatur von 1060°C begonnen, bevor die Temperatur auf ihren Endwert von 1150°C erhöht wurde. Insgesamt wurden bei den letztgenannten Prozessschritten im Vergleich zu Saphir und reinem SiC um 30°C höhere Temperaturen benötigt. Die angegebenen Werte stellen die mittels *Thermocouple* gemessene Temperatur des Suszeptors dar und nicht der Probe selbst. Die Ursache für die benötigte Temperaturerhöhung liegt in der unterschiedlichen Wärmeübertragung von Suszeptor auf Substrat, welche abhängig von der Wärmeleitfähigkeit, dem Absorptionskoeffizienten (Strahlungswärme) und dem Poliergrad der Rückseite (Kontakt zum Suszeptor) ist. Im TEM-Querschnitt (Abb. 40 rechts) ist der rasche Übergang von einer texturierten AlN-Schicht zu einkristallinem GaN-Wachstum gut zu erkennen. Da bereits relativ dünne GaN-Schichten von 400-500 nm während des Abkühlens reißen, wurde nach 480 nm GaN eine 20 nm dicke AlN-Schicht eingefügt, welche bei nur 850°C gewachsen wurde. Anschließend wurde das GaN-Wachstum wie zuvor bei 1060°C gestartet und weitere 615 nm gewachsen, bevor die AlGaN- und GaN-Deckschicht folgten. Die AlN-Zwischenschicht nach weniger als 480 nm GaN einzufügen erwies sich als nicht sinnvoll, da trotz der SiC/AlN-„Sperrschicht“ zwischen Substrat und GaN-Schicht genügend Silizium hindurch diffundiert um die Koaleszenz der GaN-Schicht zu verlangsamen. Die Gesamtschichtdicke betrug etwa $1,2\ \mu\text{m}$.

Abbildung 41 zeigt eine Übersichtsaufnahme des TEM-Querschnitts einer solchen AlGaN/GaN-Heterostruktur auf einem Si/SiC-Pseudosubstrat mit allen gemessenen Schichtdicken. Darüber hinaus wurde die von der Probe ausgesandte Röntgenstrahlung auf ihre Energieverteilung untersucht (EDX, *energy dispersive x-ray*), so dass ein Tiefenprofil der Elementverteilung aufgenommen werden konnte. Auf diese Weise wurden die zunächst

visuell zugeordneten Schichten auch chemisch zugeordnet. Da die Empfindlichkeit dieser Methode 0,1 %_{vol} nicht übersteigt, konnte eine eventuelle Siliziumdotierung durch Ausdiffusion aus dem Substrat auf diesem Weg nicht untersucht werden. Auch muss an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass der hohe Kohlenstoffanteil in der Heterostruktur ein Artefakt ist. Dieser beruht darauf, dass während der Bestrahlung der Probe mit Elektronen immer auch Kohlenstoff an der Oberfläche abgeschieden wird.

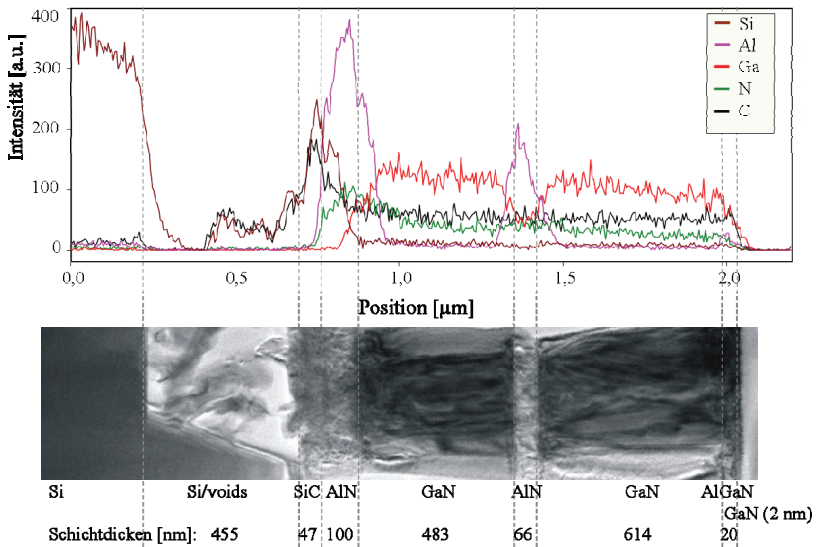


Abb. 41: TEM-Querschnitt bei 12.000facher Vergrößerung und dazugehöriges EDX-Tiefenprofil der vollständigen AlGaIn/GaN-Heterostruktur auf einem Si/SiC-Pseudosubstrat.

Wie in Abb. 42 gezeigt, wies die Topographie der Oberfläche eine vergleichbare Qualität zu den auf Saphir gewachsenen Schichten auf. Die Rauheit war mit 1,0 nm geringfügig höher.

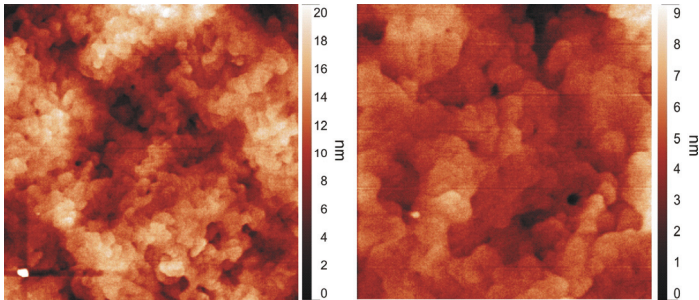


Abb. 42: AFM-Topographie der AlGaIn/GaN-Oberfläche gewachsen auf Silizium mit 47 nm SiC-Pufferschicht: links $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, rechts $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ (rms = 1,0 nm), z-Skala in [nm].

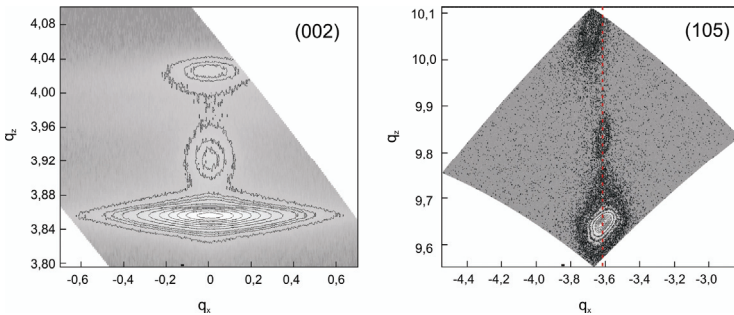


Abb. 43: Reziproke Gitterkarte des (002) und des (105)-Reflexes einer auf Si/SiC gewachsenen AlGaIn/GaN-Schicht mit AlN-Zwischenschicht.

Obwohl die Schichten nicht während des Abkühlens gerissen waren, wiesen sie eine starke Zugverspannung auf, was mit Hilfe der HRXRD-Röntgenmessung nachgewiesen werden konnte. Reziproke Gitterkarten wurden vom (002)- und (105)-Reflex aufgenommen und sind in Abbildung 43 dargestellt. Die Gitterkonstanten der einzelnen Schichten und die daraus berechnete Verspannung sind in Tabelle 8 aufgelistet, dabei ist die betrachtete AlN-Schicht die oben beschriebene Zwischenschicht. Von der Nukleationsschicht kann auf Grund der darüber liegenden Schichten (auch ohne AlN-Zwischenschicht) kein eindeutig messbares Signal mehr erwartet werden. Die Verspannung der GaN-Schicht liegt mit 0,8

GPa nur knapp unter dem von Dadgar et al. [Dad03] angegebenen Wert, ab dem die Rissbildung einsetzt. Demgegenüber sind sowohl die AlGaN-Schicht, als auch die AlN-Zwischenschicht extrem zugverspannt. Auf Grund der niedrigen Wachstumstemperatur ist die AlN-Schicht im Gegensatz zur AlGaN-Schicht nicht pseudomorph aufgewachsen, sondern zeigt trotz ihrer noch immer enormen Verspannung eine teilweise Relaxation. Die Halbwertsbreite der *rocking curve* betrug für die GaN-Schicht etwa $0,26^\circ$, wobei in der Röntgenanalyse wegen der Überlagerung der Signale nicht zwischen den beiden GaN-Schichten unterschieden werden konnte.

Tab. 8: Mittels HRXRD bestimmte Gitterkonstanten und daraus resultierende Verspannung.

Schicht	c [Å]	a [Å]	ϵ_{xx}	σ_{xx} [GPa]
GaN	5,183	3,1965	$2,35 \cdot 10^{-3}$	0,8
AlGaN	5,0855	3,1976	$1,12 \cdot 10^{-2}$	3,8
AlN	4,9625	3,1407	$9,22 \cdot 10^{-3}$	3,1

Die Analyse mittels TEM zeigte, dass die AlN-Zwischenschicht die beiden GaN-Schichten effektiv trennt (Abb. 44 links). Neben dem teilweisen Abbau der Schichtverspannung werden auch die in der unteren GaN-Schicht auftretenden Versetzungen gestoppt. Da die AlN-Zwischenschicht nicht einkristallin ist, werden an der oberen AlN/GaN-Grenzfläche neue Versetzungen erzeugt. Deren Anzahl ist jedoch geringer als zuvor, da die AlN-Zwischenschicht insgesamt eine bessere Qualität aufweist als die AlN-Nukleationsschicht.

Ein weiterer Vorteil zeigte sich bei der Betrachtung einer Bruchkante im REM (Abb. 44 rechts). Wie bereits erwähnt, wird die Koaleszenz der unteren GaN-Schicht durch eindiffundierendes Silizium und durch die starke Zugverspannung erschwert, so dass pyramidenförmige Vertiefungen in der ansonsten geschlossenen Schicht bestehen bleiben. Durch die Einführung der AlN-Zwischenschicht und damit einer erneuten Nukleation können diese Wachstumsfehler in der darauf folgenden zweiten GaN-Schicht geschlossen werden, so dass diese frei ist von an der Oberfläche sichtbaren makroskopischen Löchern.

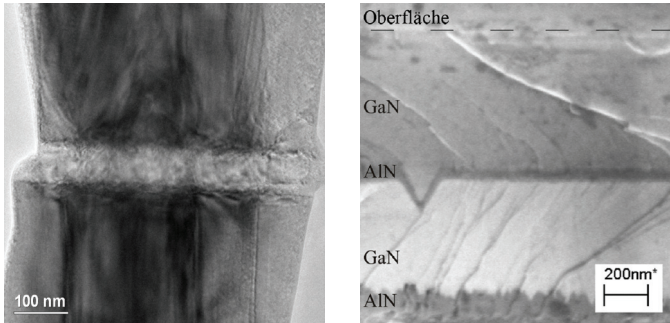


Abb. 44: Links: TEM-Querschnitt der AlN-Zwischenschicht, rechts: REM-Bild einer Bruchkante der Heterostruktur.

Für die AlGaN-Schicht wurden mit HRXRD zusätzlich ihre Schichtdicke und der Aluminiumgehalt bestimmt. Die im Vergleich zu den zuvor betrachteten Substraten leicht erhöhte Prozesstemperatur führte zu einer Steigerung des Aluminiumgehaltes von 31 % auf 35 %.

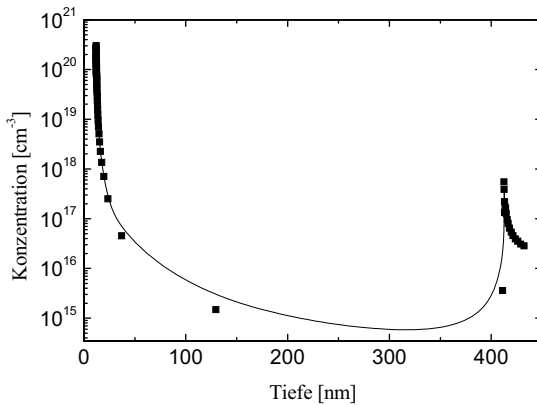


Abb. 45: Ladungsträgerprofil, ermittelt mit CV-Messungen.

Die Aufnahme der CV-Kurve ergab eine Ladungsträgerkonzentration von $1,56 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Der nochmalige Anstieg und anschließende Abfall der Kurve bei etwa 400 nm Tiefe entspricht ungefähr der Tiefe der AlN-Zwischenschicht, an deren unteren Grenzfläche ein weites Elektronengas zu erwarten ist (Abb. 45). Eine vermutete geringfügige Siliziumdotierung auf Grund der Ausdiffusion aus dem Substrat ist aus der CV-Kurve nicht ersichtlich. Die gemessene Ladungsträgerkonzentration sinkt ebenso wie bei allen anderen betrachteten Substraten bis auf Werte um 10^{16} cm^{-3} ab.

Die Bestimmung der Beweglichkeit mittels Hallmessungen konnte bisher nicht an unge-rissenen Schichten durchgeführt werden. Die Schichtverspannung war nach wie vor so hoch, dass die mechanische Belastung während des Zuschneidens der Proben dazu führte, dass die Schichten nachträglich rissen. Aus diesem Grund betrug die bisher messbare Beweglichkeit nur etwa $500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Dieser Wert liegt deutlich unter dem erwarteten Wert. Da jedoch die Rauheit der Oberfläche und damit auch der AlGaIn/GaN-Grenzfläche mit 1,0 nm deutlich besser war als für Saphir mit AlN-Opferschicht (2,0 nm), gibt die erzielte Materialqualität keine Hinweise darauf, dass für AlGaIn/GaN auf Si/SiC grundsätzlich niedrigere Ladungsträgerbeweglichkeiten zu erwarten wären. Auf der anderen Seite verhindert die vergleichsweise hohe Ladungsträgerkonzentration von $1,56 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (vgl. auch Abschnitt 6.1) wahrscheinlich das Erreichen einer Beweglichkeit von $1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

5.4 Vergleich

Bei der Entwicklung MEMS-tauglicher Schichtsysteme muss die Wahl eines geeigneten Substrates neben der Abwägung der Möglichkeiten und Einschränkungen der Strukturierungstechnologien auch in Hinblick auf die geplante Heteroepitaxie erfolgen. Die Betrachtung der Kristallgitter und, auf Grund der hohen Wachstumstemperaturen, auch ihrer thermischen Abhängigkeit ist für die Heteroepitaxie unerlässlich, da die unterschiedlichen Kristallgitter (genauso wie die unterschiedlich starke thermische Ausdehnung) zu einer tensilen oder kompressiven Verspannung der gewachsenen Schichten führt. Für die Herstellung von resonant betriebenen MEMS spielt der Verspannungsgrad der Schicht jedoch

eine noch größere Rolle als bei nicht-mechanischen Bauelementen, da dieser einen unmittelbaren Einfluss auf die Schwingungsparameter hat (vgl. Abschnitt 3.1.1, Gl. (16)).

Tab. 9: Vergleich der Gitterkonstanten und Ausdehnungskoeffizienten für SiC, Saphir, Silizium, GaN und AlN [Dad03].

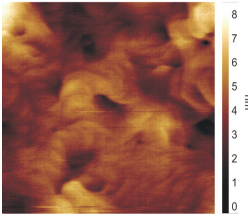
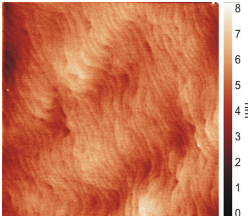
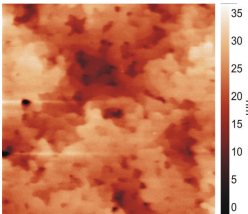
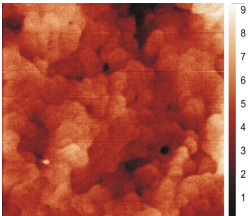
Material	a (Å)	c (Å)	therm. Leitfähigkeit [W/cmK]	therm. Ausdehnungskoeff. α_a [10^{-6} K^{-1}]	Gitterfehlpassung GaN/ Substrat [%]	therm. Fehlpassung GaN/Substrat [%]
GaN	3,189	5,185	1,3	5,59	-	-
AlN	3,112	4,98	2,85	4,2	2,4	25
Saphir	4,758	12,991	1 - 1,5	2,59	-16,9	54
6H-SiC	3,080	15,12	3,0 - 3,8	4,2	3,5	25
Si (111)	5,430	-	0,5	7,5	16	-34

Während tensiler Stress zu einer Erhöhung der Resonanzfrequenz und Güte führt [Cim07, Nie05], resultiert eine kompressive Verspannung in nichtlinearen Effekten (*buckling*) und einem nicht reproduzierbaren Verhalten. Eine zu hohe tensile Verspannung führt dagegen zur Ausbildung von Rissen in der Schicht - während des Wachstums, des anschließenden Abkühlvorgangs oder aber bei späteren, temperaturbelasteten Prozessschritten. Einen Überblick über die Gitterkonstanten und thermischen Koeffizienten der betrachteten Substrate und Schichtmaterialien gibt Tabelle 9.

Allerdings kann aus derartigen Gegenüberstellungen nicht einfach auf die zu erwartende Verspannung der Schicht geschlossen werden. Bei der Verwendung von Nukleationsschichten, wie es beim MOCVD-Wachstum von GaN typischerweise der Fall ist, wird ein großer Teil der Gitterfehlpassung unmittelbar zu Beginn des Wachstums durch die Bildung von Versetzungen und die Verwendung einer (Niedertemperatur-) Nukleation aufgefangen.

Unverspannte Schichten konnten nur mit Hilfe der Opferschichttechnologie (AlN auf Saphir) realisiert werden. Sowohl auf SiC als auch auf Silizium war die GaN-Schicht tensil verspannt, wobei die Verspannung im letzten Fall sehr hoch war, und für eine erfolgreiche Prozessierung weiter gesenkt werden muss. Dennoch birgt die Verwendung einer Opferschicht einen Nachteil, der bei der Volumenstrukturierung nicht auftritt: so war bisher es nicht möglich, eingefügte Opferschichten von mehr als 500 nm Dicke erfolgreich zu überwachsen. Der daraus resultierende geringe Abstand zwischen dem freistehendem Resonator und dem Saphirsubstrat wirkt sich nachteilig auf die Güte der hergestellten Resonatoren aus. Obwohl die Schwingungsamplitude in der Regel deutlich kleiner ist als dieser Abstand, erhöht die Nähe des Substrates die Dämpfung der Schwingung. Die in diesem Kapitel erzielten Wachstumsergebnisse sind in Tabelle 10 noch einmal gegenübergestellt.

Tab. 10: Vergleich der Schichtqualität auf den verwendeten Substraten:

Substrat	Schichtfolge (in der Reihenfolge des Wachstums)	HRXRD (Gitterkonstanten, FWHM (002), Verspannung)	elektrische Daten, (CV, Hall) rms-Rauheit	AFM-Topographie (5x5 μm^2)
Saphir	20 nm AlN 500 nm GaN 22 nm AlGaIn (31 %) 2 nm GaN	$c = 5,186 \text{ \AA}$ $a = 3,188 \text{ \AA}$ FWHM (002) = $0,21 - 0,23^\circ$ (kompressiv, $\epsilon_{xx} = 3*10^{-4}$)	$N_s = 1,2*10^{13} \text{ cm}^{-2}$ $\mu = 1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ rms = 0,7 nm	
4H-SiC	20 nm AlN 500 nm GaN 26 nm AlGaIn (31 %) 2 nm GaN	$c = 5,184 \text{ \AA}$ $a = 3,192 \text{ \AA}$ FWHM (002) = $0,11^\circ$ (tensil, $\epsilon_{xx} = 9*10^{-4}$)	$N_s = 1,4*10^{13} \text{ cm}^{-2}$ $\mu = 1400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ rms = 0,5 nm	
Saphir/ AlN	500 nm AlN 500 nm GaN 22 nm AlGaIn (31 %) 2 nm GaN	$c = 5,185 \text{ \AA}$ $a = 3,189 \text{ \AA}$ FWHM (002) = $0,22^\circ$ (unverspannt)	$N_s = 3*10^{12} \text{ cm}^{-2}$ $\mu = 800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ rms = 2,0 nm	
Si/ SiC	100 nm AlN 480 nm GaN 65 nm AlN 615 nm GaN 20 nm AlGaIn (35 %) 2 nm GaN	$c = 5,183 \text{ \AA}$ $a = 3,196 \text{ \AA}$ FWHM (002) = $0,26^\circ$ (tensil, $\epsilon_{xx} = 2,35*10^{-3}$)	$N_s = 1,6*10^{13} \text{ cm}^{-2}$ $\mu = 870 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ rms = 1,0 nm	

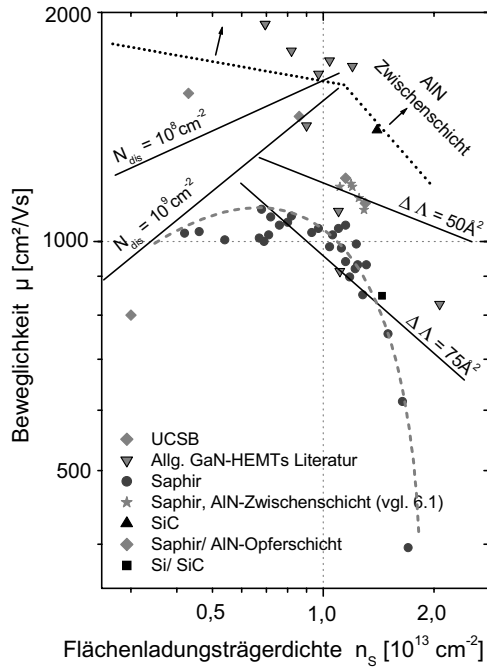


Abb. 46: Zusammenhang Ladungsträgerdichte und Beweglichkeit für AlGaIn/GaN-Heterostrukturen auf Saphir (vgl. Abschnitt 6.1) im Vergleich zu den AlGaIn/GaN-Heterostrukturen auf SiC, Saphir/AlN, Si/SiC und im Vergleich zu internationalen Spitzenwerten (UCSB – Universität Santa Barbara, Kalifornien, Referenzen aus [Mar06]).

Alle drei in diesem Kapitel vorgestellten Varianten führten zu Heterostrukturen von ausreichender Qualität, was anhand des 2DEGs an allen AlGaIn/GaN-Grenzflächen nachgewiesen werden konnte. Eine vergleichende Darstellung der Beweglichkeit über der Ladungsträgerdichte im 2DEG für verschiedene Proben zeigt Abb. 46. Als Referenz aufgeführt sind international erzielte Ergebnisse (Universität Santa Barbara, sowie weitere, zitiert nach [Mar06]) als auch eigene Ergebnisse auf Saphir-Substraten. Die in diesem

Kapitel erzielten Ergebnisse sind ebenfalls aufgeführt. Dabei zeigt sich, dass das Wachstum auf SiC ohne größeren Optimierungsaufwand zu sehr guten Resultaten führte.

Die Verwendung von AlN als Opferschicht auf Saphir führte zwar zu den geringsten Ladungsträgerdichten, war aber insgesamt dennoch erfolgreich, so dass auch aus diesen Al-GaN/GaN-Hetero-strukturen MEMS-Resonatoren prozessiert wurden. Die Übertragung des Wachstums auf Siliziumsubstrate gestaltete sich erheblich aufwändiger als bei den ersten beiden Varianten und war letzten Endes nur mit einer zuvor gewachsenen 3C-SiC-Schicht erfolgreich. Die Schichtverspannung in AlGaN/GaN auf Si/SiC-Pseudosubstraten wurde durch das Einfügen einer AlN-Zwischenschicht deutlich verringert. Dies führte jedoch zu einer höheren Mindestschichtdicke als bei den ersten beiden Substraten und bedarf der weiteren Optimierung, um die Schichtverspannung weiter herabzusetzen. Mit mehr als $1,56 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ konnte auf Si/SiC-Pseudosubstraten eine hohe Ladungsträgerkonzentration im 2DEG erzeugt werden. Allerdings ist diese Tatsache neben der guten Schichtqualität auch dem um 4 % erhöhten Aluminiumgehalt zuzuschreiben. Die Beweglichkeit war bisher nur an Transistorstrukturen messbar und ergab einen Wert von $870 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Tab. 11: Vor- und Nachteile der in diesem Kapitel verwendeten Substrate:

Substrat	Vorteile	Nachteile
Saphir	<ul style="list-style-type: none"> optisch transparent/ chemisch stabil gut etabliertes Wachstum von Nitriden 	<ul style="list-style-type: none"> keine isotrope Strukturierungstechnologie verfügbar
Siliziumkarbid	<ul style="list-style-type: none"> optisch transparent/ chemisch stabil gut etabliertes Wachstum von Nitriden isotropes Ätzen selektiv zu GaN verfügbar 	<ul style="list-style-type: none"> hoher Preis
Silizium	<ul style="list-style-type: none"> hoch entwickelte Technologie Oberflächen- und Volumentechnologie verfügbar 	<ul style="list-style-type: none"> MOCVD-Wachstum von Nitriden schwierig und aufwändig

Welches Substrat für eine konkrete Anwendung ausgewählt wird, hängt letztlich von verschiedenen Einflussfaktoren ab. In speziellen Anwendungsfällen kann die Verwendung von SiC oder Saphir/AlN bevorzugt sein, in denen es zum Beispiel erforderlich ist, transparente, biokompatible oder temperaturstabile Sensoren herzustellen [Cim07c]. Dennoch bleibt Silizium auf Grund seiner weiten Verbreitung das bevorzugte Substratmaterial, da die Integration von Sensoren in komplexe Architekturen durch die Verwendung desselben Substratmaterials begünstigt wird. Zum anderen sind hier die Strukturierungstechnologien am weitesten fortgeschritten. Während die Schwierigkeiten bei SiC und Saphir in der Herausforderung der Substratstrukturierung und nicht im epitaktischen Wachstum der Nitride begründet liegen, verhält es sich bei Silizium genau umgekehrt. Hier liegt die Schwierigkeit in der Entwicklung eines geeigneten epitaktischen Prozesses. Die Vor- und Nachteile der betrachteten Substrate sind in Tabelle 11 kurz gegenübergestellt.

Im folgenden Kapitel sollen nun die elektrischen und piezoelektrischen Eigenschaften der AlGaN/GaN-Schichten und ihre Abhängigkeit von den gewählten Schichtparametern untersucht werden, um Optimierungsmöglichkeiten hinsichtlich der Entwicklung von MEMS aufzuzeigen.

6 Piezoelektrische Anregung mit 2DEG als Rückelektrode

Bei der Optimierung der piezoelektrisch genutzten AlGaIn/GaN-Heterostruktur mussten vor allem zwei Dinge betrachtet und optimiert werden: zum einen musste die Existenz der Rückelektrode, also eines genügend leitfähigen 2D-Elektronengases gewährleistet werden, zum anderen sollte mit Hilfe der Schichtfolge zwischen 2DEG und der oberen metallischen Elektrode ein maximaler piezoelektrischer Effekt erzielt werden.

Im folgenden Abschnitt soll daher untersucht werden, welche Auswirkung der Aluminiumgehalt, die Barrierendicke oder das Einbringen einer zusätzlichen AlN-Zwischenschicht auf die Eigenschaften des 2DEGs hat. In einem weiteren Abschnitt (6.2) wird die Möglichkeit untersucht, durch das zusätzliche Wachstum einer dicken GaN-Deckschicht die piezoelektrisch aktive Schichtdicke zu erhöhen. Dazu wurde neben der Realisierbarkeit der benötigten ohmschen Kontakte auch untersucht, inwieweit die Ladungsträgerdichte des 2DEGs durch die zusätzliche Schicht beeinflusst wird.

In Abschnitt 6.3 wird die elektrische Feldverteilung in AlGaIn/GaN und GaN/AlGaIn/GaN-Strukturen gegenübergestellt, bevor im letzten Abschnitt die piezoelektrische Auslenkung derselben Schichtfolgen untersucht und ihre Eignung für die Entwicklung von piezoelektrischen MEMS nachgewiesen wird.

6.1 Eigenschaften 2DEG in Abhängigkeit von Aluminiumgehalt, Barrierendicken und AlN-Zwischenschicht

Wie bereits in Abschnitt 2.3 erläutert, hängt die Ladungsträgerkonzentration im 2DEG wesentlich von der Schichtdicke und dem Aluminiumgehalt der AlGaIn-Barriere ab, da diese Parameter unmittelbaren Einfluss auf die Polarisation der Schicht und damit auch auf die Höhe der Grenzflächenladung haben. Deshalb wurde der Einfluss beider Parameter auf die elektrischen Eigenschaften der Heterostrukturen untersucht.

Eine weit verbreitete Erklärung des Zusammenhangs zwischen der Barrierendicke und der

Elektronenkonzentration im 2DEG beruht auf dem Vorhandensein von donatorähnlichen Zuständen [Ibb00] an der Oberfläche. In ihrer ionisierten Form stehen sie als Quelle für freie Elektronen (zur Bildung des 2DEG) zur Verfügung und stellen gleichzeitig die positive Ladung an der Oberfläche dar, die dort die negative (polarisationsinduzierte) Flächenladung der Kristalloberfläche kompensieren [Smo99, Amb99, Jog02, Kol05]. Das Fermi-Niveau wird an der freien AlGaN-Oberfläche durch an ihr befindliche elektronische Zustände bei ca. 0,4-0,6 eV festgelegt („*pinned Fermi level*“) [Seg06, Van07, mündliche Mitteilung Dr. R. Goldhahn]. Messstrukturen weisen in der Regel keine freie Oberfläche auf. Sie erfordern meist das Aufbringen eines (metallischen) Schottky-Kontaktes, welcher das Fermi-Niveau an der Oberfläche ebenfalls festlegt. Die unterschiedliche Barrierendicke führt zu einer unterschiedlich hohen elektrischen Feldstärke in der Barriere und damit zu einem Anstieg der Ladungsträgerdichte.

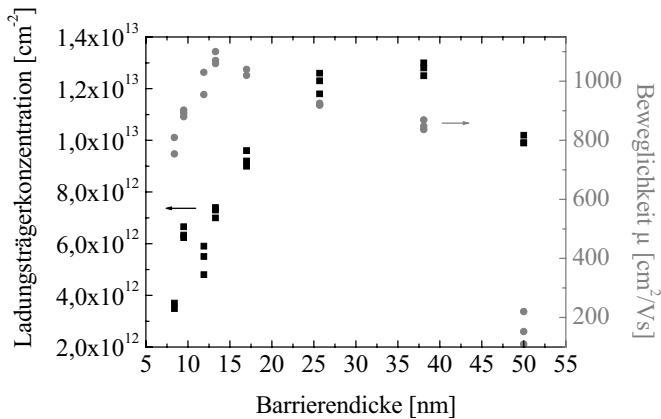


Abb. 47: Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration im 2DEG und ihrer Beweglichkeit von der Dicke der AlGa_N-Barriere für eine AlGa_N/Ga_N-Heterostruktur mit 31 % Al im AlGa_N.

Der Zusammenhang Schichtdicke und Elektronenkonzentration wurde experimentell nachvollzogen. Dazu wurde die Dicke der AlGa_N-Barriere zwischen 7 nm und 50 nm va-

riert (vgl. Abb. 47). Der Aluminiumgehalt wurde bei 31 ± 1 % konstant gehalten. Für sehr dünne AlGa_N-Schichten ist die Flächenladungsträgerdichte nur gering und reagiert bereits auf geringfügige Schichtdickenänderungen. Zwischen 20 und 40 nm erreicht sie einen Wert von $1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Ab etwa 40 nm Barrierendicke nimmt die Ladungsträgerdichte aufgrund der zunehmenden Relaxation der AlGa_N-Schicht wieder ab. Der Relaxationsgrad betrug etwa 12 % bei einer AlGa_N-Schicht mit 50 nm Dicke.

Neben der Ladungsträgerdichte wirkt sich auch die Beweglichkeit auf die Leitfähigkeit im 2DEG aus. Diese nimmt sowohl für sehr niedrige, als auch für sehr hohe Ladungsträgerdichten ab. Im ersten Fall wirken sich an der Grenzfläche vorhandene geladene Defekte stärker aus, da die Abschirmung derselben für niedrigere Ladungsträgerdichten schwächer wird. Im zweiten Fall verschiebt sich die Ladungsträgerverteilung des 2DEGs näher zur AlGa_N/Ga_N-Grenzfläche. Dadurch steigt der Einfluss der Grenzflächenrauigkeit und der Legierungsstreuung (*alloy scattering*) [Bel07]. Im AlGa_N-Mischkristall ist die Verteilung der Ga- und Al-Atome willkürlich, so dass Ladungsträger, die sich auf Grund einer angelegten Spannung durch dieses Material oder an seiner Grenzfläche bewegen, einer Potentialfluktuation ausgesetzt sind, welche ihre Beweglichkeit herabsetzt. Für die hier untersuchten Proben wies die Beweglichkeit ein Maximum für 15 nm dicke AlGa_N-Schichten auf. Die höchsten Leitfähigkeiten wurden bei etwa 20 nm erzielt.

Bei der gleichzeitigen Verwendung der AlGa_N-Schicht als piezoelektrisch aktive Schicht sind sehr kleine Schichtdicken jedoch nicht sinnvoll, da neben der Minimierung des elektrischen Widerstandes des 2DEGs weitere Parameter berücksichtigt werden müssen. Wird die AlGa_N-Barriere einer Heterostruktur als piezoelektrische Schicht verwendet, so muss das elektrische Feld über der Barriere moduliert und demzufolge eine Wechselspannung zwischen 2DEG und einer (metallischen) Topelektrode angelegt werden. Das Anlegen einer negativen Spannung am Topkontakt führt jedoch ab einer bestimmten Amplitude zur Verarmung des 2DEG und damit zum Verlust der Rückelektrode. Dieser Effekt tritt umso früher auf, je dünner die Barriere ist, so dass die Barrierendicke hier möglichst hoch zu wählen ist, um einen möglichst großen Aussteuerbereich zu erhalten. Abb. 48 zeigt die Kapazitäts-Spannungskurven von AlGa_N/Ga_N-Heterostrukturen mit konstantem Alumi-

niumgehalt, deren Barrierendicke von 10 nm bis 50 nm variiert wurde. Die Verarmung des 2DEG erfolgte je nach Schichtdicke bei -1,5 bis -11 V.

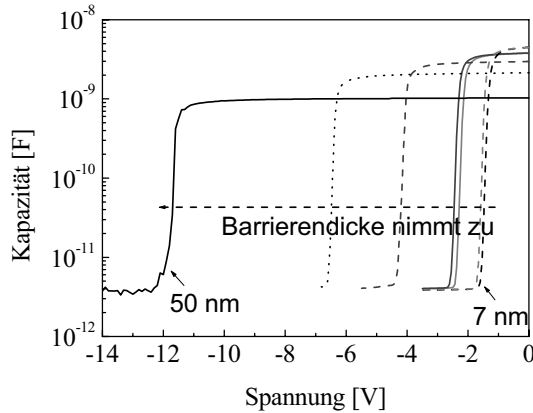


Abb. 48: Kapazitäts-Spannungs-Kurven für AlGaN/GaN-Heterostrukturen (31 % Al im AlGaN) mit Barrierendicken zwischen 10 und 50 nm.

Für die piezoelektrische Anregung solcher Schichten ist auch der Aluminiumgehalt ein wesentlicher Parameter, da sich mit steigendem Aluminiumgehalt nicht nur die Elektronenkonzentration im 2DEG sondern auch piezoelektrischen Konstanten nach dem Vegard-schen Gesetz erhöhen. Daher wurde die Aluminiumkonzentration zwischen 31 und 53 % variiert, wobei sich die Ladungsträgerdichte im 2DEG etwa verdoppelte. Der gesteigerte Einbau von Aluminium führte bei gleich bleibender Wachstumsdauer zu einer Schichtdickenerhöhung von 20 nm (31 % Aluminium) auf 27 nm (53 % Aluminium). Die eingezeichnete gestrichelte Linie (Abb. 49) kennzeichnet den Verlauf der mit Hilfe des Simulationsprogrammes *nextnano*[®] [nex] berechneten 2DEG-Elektronenkonzentration für eine zunehmende Aluminiumkonzentration und einer gleichzeitigen linearen Barrierendickenzunahme. Wie in Abb. 49 dargestellt, stimmen Simulation und Messergebnisse bis zu einem Al-Gehalt von etwa 40 % sehr gut überein.

Auf Grund der unterschiedlichen Gitterkonstanten von GaN und AlGaN ist jedoch die maximale Schichtdicke, bei der die AlGaN-Schicht vollständig pseudomorph aufgewachsen werden kann, durch die in der AlGaN-Schicht aufgebaute Zugverspannung begrenzt. So liegen die Messergebnisse oberhalb 40 % Aluminiums unter den theoretischen Werten, was der beginnenden Relaxation der AlGaN-Schicht geschuldet ist. Dadurch steigt die polarisationsinduzierte Grenzflächenladung schwächer an als für vollständig pseudomorph verspannte Schichten, wodurch sich die Elektronenkonzentration an der Grenzfläche verringert.

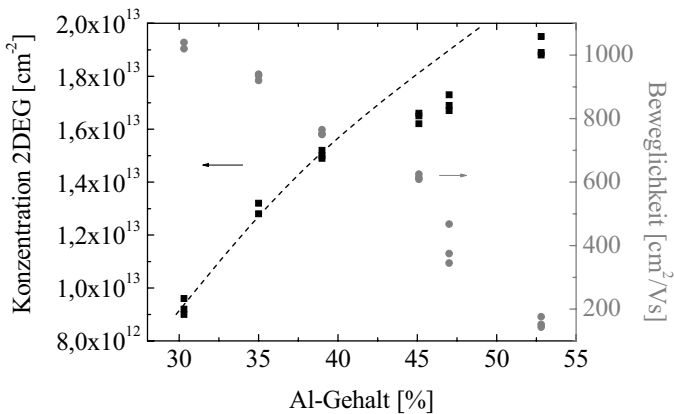


Abb. 49: Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration im 2DEG (schwarz) und ihrer Beweglichkeit (blau) vom Aluminiumgehalt der AlGaN-Barriere. Die gestrichelte Linie entspricht der simulierten 2DEG-Dichte für vollständig pseudomorph verspannte Schichten.

Darüber hinaus nimmt die Beweglichkeit mit Zunahme des Aluminiumanteils nahezu linear ab, so dass die niedrigsten Flächenwiderstände R' von etwa $520 \Omega/\square$ für einen Al-Gehalt von 35 % erreicht werden. Während der Flächenwiderstand für $\pm 5 \%$ Al nur um ca. 15 % zunimmt, steigt er für höhere Aluminiumanteile von mehr als 50 % mit $2200 \Omega/\square$ bis auf das 4-fache an, so dass die höheren piezoelektrischen Koeffizienten mit einem

erhöhten elektrischen Widerstand der Rückelektrode einhergehen. Die Ursache dieses Phänomens liegt zum einen in der verstärkten Grenzflächenstreuung und zum anderen in der zunehmenden Legierungsstreuung, welche für eine Zusammensetzung von 50:50 am stärksten ausgeprägt ist. Für kleinere Al-Gehalte wie auch für kleinere Ga-Gehalte ($\text{Al} > 50\%$) nimmt die Legierungsstreuung wieder ab. Da jedoch Aluminiumgehalte größer 50 % dazu führen, dass die maximale Schichtdicke, die noch pseudomorph auf GaN realisiert werden kann, sukzessive abnimmt, steht diese Möglichkeit der Optimierung der piezoelektrisch angeregten AlGaIn/GaN-Struktur nur sehr begrenzt zur Verfügung. AlGaIn-Schichten mit mehr als 80 % Al konnten bereits bei 5 nm Dicke nicht mehr pseudomorph gewachsen werden. Aufgrund der starken tensilen Verspannung wiesen diese Schichten eine starke Rissbildung sowie verstärktes dreidimensionales Wachstum auf.

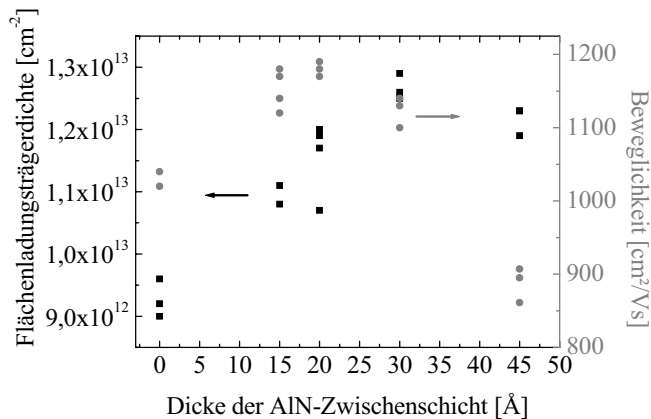


Abb. 50: Abhängigkeit der Flächenladungsträgerdichte und der Beweglichkeit von der Dicke der AlN-Zwischenschicht; AlGaIn-Dicke 17 nm, Al-Gehalt der Barriere 32%.

Eine andere Möglichkeit der Legierungsstreuung entgegen zu wirken, besteht im Einbau einer dünnen, nur 15 – 20 Å dicken AlN-Schicht an der AlGaIn/GaN-Grenzfläche [Pal06, Bal04], auch *carrier exclusion layer* genannt. Diese (idealerweise reine) AlN-Schicht re-

duziert die Legierungsstreuung auf zwei Wegen: zum einen ist die Verteilung der Atome in unmittelbarer Umgebung der Grenzschicht geordneter, zum anderen führt der höhere Bandkantensprung dazu, dass die Elektronenverteilung des 2DEG nicht mehr so tief in die Grenzfläche hinein reicht. Die Erhöhung der Leitfähigkeit resultiert bei dieser Methode hauptsächlich aus einem Anstieg der Beweglichkeit. Abb. 50 zeigt eine leichte Steigerung der Beweglichkeit aber auch einen geringfügigen Anstieg der Ladungsträgerkonzentration für verschiedene AlN-Schichtdicken. Untersuchungen mittels spektral aufgelöster Ellipsometrie (durchgeführt von Carsten Buchheim, FG Experimentalphysik I) legen allerdings nahe, dass es sich hierbei um keine reine AlN-Schicht, sondern um AlGa_N mit einem Ga-Gehalt von etwa 12 % handelt.

Für die piezoelektrische Anregung wäre eine möglichst dicke AlGa_N-Barriere mit hohem Aluminiumgehalt und ein möglichst hochleitfähiges 2DEG ideal. Insgesamt zeigte sich bei den hier beschriebenen Untersuchungen, dass die Maximierung einer Zielgröße in der Regel dazu führt, dass eine weitere Zielgröße proportional dazu abnimmt. Aus diesem Grund soll in den folgenden Abschnitten untersucht werden, ob das Aufbringen einer weiteren Ga_N-Schicht zu einer Verbesserung der piezoelektrischen Eigenschaften beitragen kann.

6.2 Elektrische Eigenschaften Ga_N/AlGa_N/Ga_N-Strukturen im Vergleich zu AlGa_N/Ga_N

Eine Möglichkeit, die oben beschriebene Limitierung der piezoelektrisch aktiven Schicht durch die maximale AlGa_N-Schichtdicke zu überwinden, besteht darin, eine zusätzliche Ga_N-Schicht aufzuwachsen. Diese hat zwar ein niedrigeres piezoelektrisches Modul, stabilisiert das System aber hinsichtlich der Zugverspannung des AlGa_Ns (welches bei der Auslenkung des Balkens noch eine zusätzliche mechanische Belastung erfährt) und erlaubt so größere Schichtdicken bei der Dimensionierung der piezoelektrischen Schicht. Für die Untersuchung der piezoelektrischen Eigenschaften mittels PFM und der dazugehörigen elektrischen Felder mit Elektreflexion wurden vier Proben ausgewählt, die zunächst elektrisch charakterisiert wurden, um den Einfluss des Probenaufbaus bestimmen zu kön-

nen. Um den Einfluss der AlGa_N-Barrierendicke zu untersuchen, wurden zwei Proben A und B mit 20 nm bzw. 50 nm AlGa_N und dünnen (2 nm) GaN-Deckschichten ausgewählt. Der Einfluss einer dicken GaN-Deckschicht wurde an zwei GaN/AlGa_N/GaN-Heterostrukturen C und D mit einer konstanten AlGa_N-Dicke von 30 nm und mit 80 und 120 nm GaN-Deckschicht überprüft. Der Aluminiumgehalt von 31 % und die Dicke der individuellen Schichten wurden mittels HRXRD und spektral aufgelöster Ellipsometrie ermittelt [Gol00, Buc05]. Durch die Kombination beider Messtechniken war es möglich, beide Größen mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5 \%$ bzw. $\pm 1 \text{ nm}$ zu bestimmen.

Die Kontaktierung des 2DEGs erfolgte nach der in Abschnitt 4.3.3.1 beschriebenen Weise. War das 2DEG durch eine zusätzliche dicke GaN-Schicht tiefer vergraben, konnte die Kontaktierung nicht über eine längere Verweilzeit bei hohen Temperaturen erreicht werden. Aus diesem Grund wurde für die GaN/AlGa_N/GaN-Heterostrukturen ein Trockenätzprozess eingeführt, um die Barriere über dem 2DEG vor der Kontaktierung abzdünnen (Abb. 51). Dieser musste mit einem möglichst geringen physikalischen Abtrag verbunden sein, um die Beschädigung der AlGa_N-Barriere durch den Beschuss mit schweren Ionen möglichst gering zu halten. Dazu wurde ein ICP-RIE-Prozess (*inductive coupled plasma, reactive ion etching*) entwickelt, der mit einem Gasgemisch aus 45 sccm BCl₃ und nur 5 sccm Ar eine hohe chemische Wirkung hatte. Zusätzlich wurde das Substrat auf etwa 10°C gekühlt. Die Ätzrate wurde mit 12 nm/min bewusst gering gehalten. Insgesamt wurden bei Probe C 70 nm und bei Probe D 100 nm entfernt, so dass die anschließende Kontaktierung mittels einlegierter Kontakte problemlos möglich war.

Für die Schottky-Kontakte bestand für die Elektroreflexionsmessung die zusätzliche Anforderung, dass sie für das verwendete Laserlicht durchlässig sein mussten. Daher wurden semitransparente Kontakte mit 5 nm dünnen Goldschichten realisiert und mit *lift-off* strukturiert. Bei allen anderen Messstrukturen wurden diese Schottky-Kontakte mit 100 nm Nickel verstärkt, um sie gegen die Antastspitzen unempfindlicher zu machen.

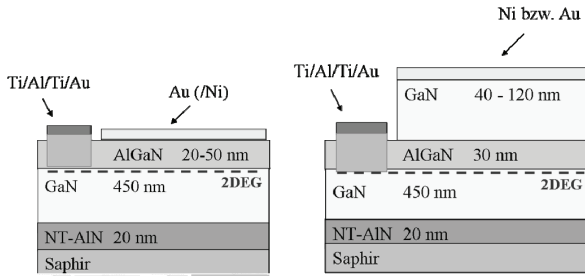


Abb. 51: Schematische Darstellung der Kontaktgeometrie mit ohmschen (Ti/Al/Ti/Au) und Schottky-Kontakten (Au/Ni).

Tab. 12: Übersicht der in Abschnitt 6.3 und 6.4 verwendeten Proben. Aufgeführt sind die Verarmungsspannung U_{th} aus CV sowie Ladungsträgerdichte N_s und Beweglichkeit μ der Elektronen im 2DEG.

Probe	Struktur (immer: 1,2 μm GaN unter der aufgeführten Schichtfolge)	CV U_{th} [V]	Hall	
			N_s [cm^{-2}]	μ [cm^2/Vs]
A	20 nm AlGaN, 2 nm GaN	-4,0	$1,08 \cdot 10^{13}$	1020
B	50 nm AlGaN, 2 nm GaN	-11	$1,02 \cdot 10^{13}$	220
C	30 nm AlGaN, 80 nm GaN	-6,5	$7,00 \cdot 10^{12}$	700
D	30 nm AlGaN, 120 nm GaN	-6,5	$7,01 \cdot 10^{12}$	700

Alle Proben wurden mittels Hall- und CV-Messungen elektrisch charakterisiert (Tab. 12). Die Proben mit dicker Deckschicht wiesen eine konstante Elektronenkonzentration im 2DEG von etwa 70 % der erwarteten Konzentration auf. Diese Abweichung zu den Proben A und B stimmt qualitativ mit den Simulationen von Jogai [Jog03] überein, welcher eine Abnahme der 2DEG-Elektronenkonzentration mit zunehmender Deckschichtdicke zeigte.

Allerdings konnte der von Jogai simulierte lineare Zusammenhang nicht bestätigt werden. Die Ursache für die Abnahme der Elektronenkonzentration liegt darin, dass das Oberflächenpotential unabhängig von der Dicke der GaN-Deckschicht konstant bleibt, da Oberflächenzustände das Fermi-Niveau an der Oberfläche festhalten („pinnen“) [Seg06, Van07]. Die Lage der Leitungsbandkante in Bezug auf das Fermi-niveau ist im Bereich des Kanals durch die 2DEG-Konzentration festgelegt. Durch Einfügen einer GaN-Deckschicht, erhöht sich die Potentialdifferenz im AlGaN um die Feldstärke in der oberen GaN-Schicht und um den Bandkantenoffset AlGaN/GaN. Dadurch kommt es zu einer beginnenden Verarmung und damit zu einer Verringerung der Elektronenkonzentration im 2DEG. Abb. 52 zeigt den Verlauf der Leitungsbandkante und die dazugehörige Elektronenkonzentration im 2DEG einer AlGaN/GaN-Heterostruktur mit und ohne 2 nm GaN-Deckschicht (simuliert mit nextnano® [nex]).

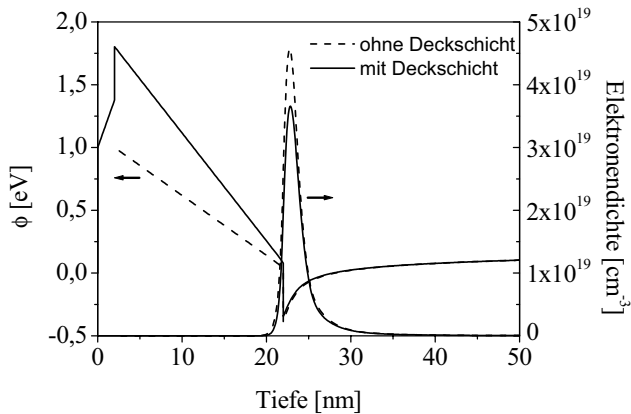


Abb. 52: Bänderschema einer AlGaN/GaN-Struktur (31 % Al, 20 nm AlGaN) mit bzw. ohne 2 nm GaN-Deckschicht mit dazugehöriger Elektronendichte im 2DEG.

Erreicht die Deckschichtdicke eine Dicke von 30 nm, steigt das Valenzband über die Fermienergie und es kommt zur Ausbildung eines 2D-Löchergases [Jog03], welches nun an-

stelle der Oberfläche die Ladungsneutralität zum 2DEG herstellt. Ab diesem Punkt führt die Steigerung der Deckschichtdicke nicht mehr zu einer weiteren Verarmung des 2DEGs, welches sich bei 70 % der ursprünglichen Konzentration stabilisiert. Die Simulation der hier vorgestellten Proben mit nextnano[®] führte zu vergleichbaren Resultaten und konnten experimentell bestätigt werden. Abb. 53 zeigt den simulierten Verlauf der Valenz- und Leitungsbandkanten, sowie die dazugehörigen Elektronen- (2DEG) und Löcherkonzentrationen (2DHG) einer GaN/AlGaIn/GaN-Struktur mit 80 nm GaN-Deckschicht.

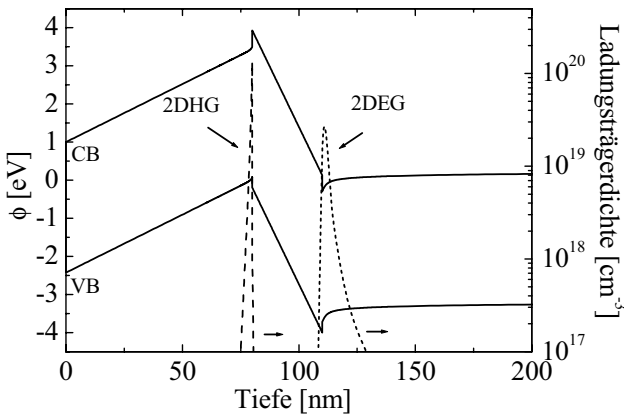


Abb. 53: Bänderschema einer GaN/AlGaIn/GaN-Folge mit zugehöriger Elektronendichte im 2DEG an der unteren und 2DHG an der oberen AlGaIn/GaN-Grenzfläche für 30 nm Al_{0,3}Ga_{0,7}N und 80 nm GaN-Deckschicht.

Für die piezoelektrische Anregung von (GaN)/AlGaIn/GaN-Strukturen ist neben dem prinzipiellen Vorhandensein der Rückelektrode (d.h. des 2DEGs) auch die Verarmungsspannung von Bedeutung, da sie für negative Spannungen den Punkt markiert, an dem die angelegte Spannung zum Verlust der Rückelektrode und damit der piezoelektrischen Anregbarkeit führt. Daher wurden von allen Proben Kapazitäts-Spannungs-Kurven aufgenommen. Die Ergebnisse sind in Tab. 12 aufgeführt und zeigen eine Verarmung für beide

Proben mit dicker Deckschicht bei $-6,5$ V, sowie für die Proben mit dünner Deckschicht bei -4 V (20 nm AlGaIn) und -11 V (50 nm AlGaIn).

Auch für den positiven Spannungsbereich existiert eine Limitierung der piezoelektrischen Anregung. Strom-Spannungsmessungen vertikal durch die Heterostruktur (d. h. zwischen Ohmschem und Schottky-Kontakt) zeigten, dass die vorliegenden Proben eine diodenähnliche Strom-Spannungs-Charakteristik aufweisen (Abb. 54). Das Anlegen einer positiven Spannung oberhalb eines bestimmten Wertes, der je nach Probe zwischen $0,5$ und 1 V lag, führte zu hohen Stromdichten von bis zu $0,1$ A/cm². Für die piezoelektrische Anregung markiert dieser Wert die obere Grenze des Spannungsbereiches. Die auftretenden hohen Ströme führen dann zu einer Abschirmung des elektrischen Feldes, so dass der piezoelektrische Effekt zunehmend gedämpft wird. Dies ist jedoch keine abrupte Grenze, sondern eine allmähliche Verminderung der durch die angelegte Spannung erzielten piezoelektrischen Auslenkung.

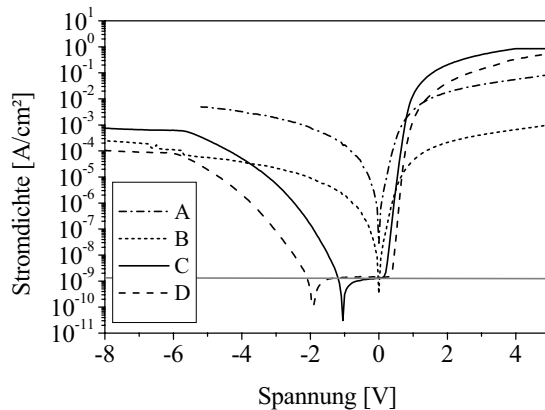


Abb. 54: Stromspannungskennlinien der zwei Proben mit dicker GaN-Deckschicht (C und D), sowie der Proben mit dünner GaN-Deckschicht mit 30 nm und 50 nm AlGaIn (A und B). Die horizontale Linie kennzeichnet die Messgrenze des verwendeten Messaufbaus.

Insgesamt konnten so die Grenzen der piezoelektrischen Anregung für (GaN)/AlGaN/GaN-Strukturen bestimmt werden. Während bei negativer Anregungsspannung die Verarmung des 2DEGs bei -4 bis -11 V zum Verlust der Rückelektrode führt, resultiert der hohe Strom bei positiven Spannungen oberhalb von 0,5 – 1 V zu einer Begrenzung der piezoelektrischen Auslenkung auf Grund der dann auftretenden hohen Ströme.

6.3 Verlauf der elektrischen Felder in AlGaN/GaN- und GaN/AlGaN/GaN-Heterostrukturen

Die Piezoelektrizität ist unmittelbar mit dem im Material auftretenden elektrischen Feld verknüpft. Erst das Vorhandensein eines solchen Feldes bzw. seine Änderung führt zu der Änderung der Dipol-Bindungslängen im Festkörper und damit zur Änderung seines Längen- zu Breitenverhältnisses insgesamt. Das piezoelektrische Modul d_{33} beschreibt das Verhältnis der piezoelektrisch induzierten Dehnung ε_{zz} und der dazu aufgewendeten externen elektrischen Feldstärke E_z entlang der Symmetrieachse (0001):

$$d_{33} = \frac{\varepsilon_{zz}}{E_z} = \frac{\frac{\Delta d}{d}}{\frac{\Delta \phi}{d}} = \frac{\frac{\Delta d}{d}}{\frac{U_{\text{eff}}}{d}} = \frac{\Delta d}{U_{\text{eff}}} \quad (63)$$

Die Dehnung ε_{zz} kann durch die Längenänderung Δd zur ursprünglichen Länge (hier Schichtdickenänderung/Ausgangsschichtdicke) ersetzt werden. Das elektrische Feld E_z entspricht der Potentialdifferenz $\Delta \phi/d$ über der Schichtdicke und damit dem Spannungsabfall über der Schicht U_{eff}/d . Bei der Betrachtung von komplexen Halbleiterstrukturen entspricht der Spannungsabfall U_{eff} jedoch nicht notwendigerweise der von außen angelegten Spannung U_{dc} . Stattdessen ist die Abhängigkeit des Feldstärkeverlaufs von der angelegten äußeren Spannung komplex und wird durch verschiedene Faktoren beeinflusst: Dazu gehören die internen Felder, die durch die spontane Polarisation verursacht werden, die Bandkantensprünge in den Heterostrukturen, das *Fermi-level-pinning* an der Oberfläche durch umladbare Zustände in der Bandlücke und die zweidimensionalen Elektronen- oder

Löchergase an den Grenzflächen. Die von außen angelegte Spannung überlagert die bereits existierenden internen Felder, so dass sich nicht nur der Feldverlauf, sondern auch die Ladungsträgerverteilung im Material ändert. Aus diesem Grund kann die in der Struktur auftretende elektrische Feldstärke bei der gewählten Anordnung nicht mehr einfach aus einer Plattenkondensatoranordnung mit geschichtetem Dielektrikum geschlussfolgert werden. Da jedoch die tatsächliche elektrische Feldstärke einen unmittelbaren Einfluss auf die korrekte Bestimmung des piezoelektrischen Moduls hat, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Elektroreflexion (ER) verwendet, um detaillierte Informationen über die im Al-GaN/GaN auftretenden Feldstärken in Abhängigkeit von den äußeren elektrischen Feldern zu gewinnen.

6.3.1 Elektroreflexion zur Bestimmung elektrischer Felder

Der Einfluss eines starken elektrischen Feldes auf die Fundamentalabsorption eines Halbleiters wird als Franz-Keldysh-Effekt bezeichnet und wurde erstmals von W. Franz [Fra58] und L. V. Keldysh [Kel58] beschrieben. Durch die Anwesenheit eines elektrischen Feldes verkippen die Bandkanten des Halbleiters, wodurch die nicht lokalisierten, freien Elektronen im Halbleiter eine Störung erfahren, die sich auf die Wellenfunktion Ψ der Elektronen auswirkt. Die Einhüllenden (Envelopefunktion) der Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern werden dann durch Airy-Funktionen beschrieben. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen nimmt nun in der Bandlücke exponentiell ab, wodurch die Wahrscheinlichkeit der Absorption eines Photons mit einer Energie kleiner der Bandlücke steigt. Gleichzeitig treten oberhalb der Bandkante so genannte Franz-Keldysh-Oszillationen (FKO) auf (Abb. 54 links). Ursache dafür ist die konstruktive bzw. destruktive Überlagerung der Airyfunktionen der im Leitungs- bzw. Valenzband befindlichen Elektronen und Löcher, die eine Oszillation des Absorptionskoeffizienten hervorrufen. Die Periode der Oszillation ist dabei umso größer, je größer das angelegte elektrische Feld ist. Misst man nun die Reflektivität R einer Probe, so ändert diese sich um einen Anteil ΔR , der durch das von außen angelegte Wechselfeld moduliert wird [Kle06].

Der experimentelle Aufbau des ER-Messplatzes ist in Abb. 54 (rechts) dargestellt. Als Lichtquelle wird eine 100 W-Xenonkurzbogenlampe verwendet. Die Probe befindet sich in einem Kryostaten, in dem Stickstoff bzw. Helium eingefüllt wird, um temperaturabhängige Experimente bei 5 K bis 300 K zu ermöglichen. Das reflektierte Licht wird von einer Photodiode detektiert, welche einen Gleichstromanteil proportional zu R und eine Wechselstromkomponente proportional zu ΔR erzeugt. Die dafür benötigte Wechselspannung wird zwischen dem Ohmschen und dem Schottky-Kontakt der Probe angelegt [Kle06].

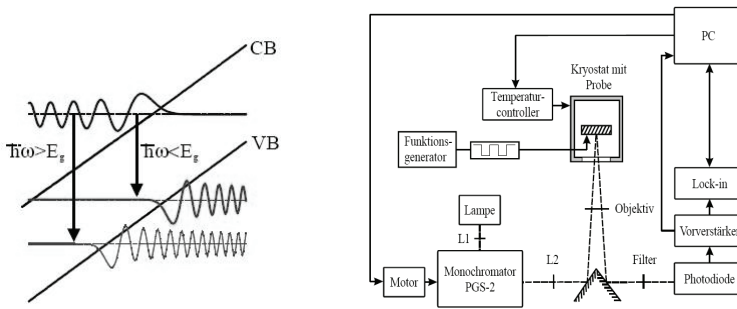


Abb. 55: Änderung der Lichtabsorption im Halbleiter in Abhängigkeit eines äußeren elektrischen Feldes: Prinzipsskizze (links), Schema des verwendeten Messaufbaus (rechts) [Kle06].

Alle hier vorgestellten ER-Spektren wurden im Fachgebiet Experimentalphysik von Carsten Buchheim und Dr. Rüdiger Goldhahn aufgenommen und bezüglich der gemessenen Feldstärken und Ladungsträgerkonzentrationen ausgewertet [Kur04, Win05, Kle06, Gol07, Buc08].

6.3.2 Feldverlauf in AlGaIn/GaN-Strukturen

Zunächst wurde die elektrische Feldstärke in den AlGaIn/GaN-Strukturen A und B bestimmt. Die Kontaktgeometrie entspricht der in Abb. 51 dargestellten Geometrie. In Abb. 56 (a, links) ist das ER-Spektrum der Probe A für $U_{dc} = +0,8$ V in der Umgebung der Al-GaN-Bandkante von 4,24 eV beispielhaft dargestellt. Die Abstände der FKO oberhalb der

Bandkante sind, wie oben erläutert, ein Maß für die elektrische Feldstärke E_b in der AlGaN-Barriere. Die Zunahme der Periode für eine betragsmäßig steigende, negative Spannung ist in der farbkodierten Darstellung in Abb. 56 (b, links) deutlich zu erkennen, woraus sich eine Zunahme des elektrischen Feldes ableiten lässt. Unterhalb von $-4,0$ V fällt die Signalstärke wegen der an dieser Stelle einsetzenden Verarmung des 2DEG deutlich ab [Win05, Win07, Dra07, Ton08].

Eine weitere Zunahme der negativen Spannung führt dazu, dass die dadurch verursachte die Bandverbiegung tiefer in die GaN-Schicht unterhalb der AlGaN-Barriere hineinreicht. Dadurch kann die Feldstärke in der Barriere nicht mehr moduliert werden, wodurch es zum Verlust des ER-Signals kommt [Win07]. Auf diese Weise konnte die mittels CV-Kurven ermittelte Verarmungsspannung für alle Proben bestätigt werden.

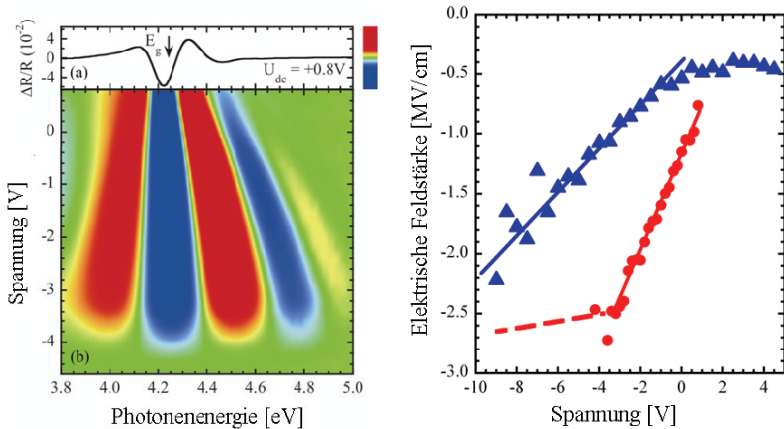


Abb. 56: (a) ER-Spektrum für Probe A bei $U_{dc} = 0,8$ V, (b) Farbverlaufsdarstellung des spannungsabhängigen ER-Spektrums in der Nähe der AlGaN-Bandgapenergie mit FKO (rot: Maxima, blau: Minima). (rechts) Elektrische Feldstärke in der AlGaN-Barriere von der angelegten Spannung der Proben A (rot) und B (blau). Der Kurvenknick kennzeichnet die Verarmung des 2DEG für Spannungen kleiner -4 V.

In Abb. 56 (rechts) ist die elektrische Feldstärke in der AlGaN-Barriere in Abhängigkeit

von der angelegten Spannung für die Proben A (rot) und B (blau) dargestellt. Der Kurvenknick für Probe A bei -4 V kennzeichnet die Verarmung des 2DEG. Der Anstieg der Kurven entspricht einer betragsmäßigen Zunahme des elektrischen Feldes um 407 kV/cm für Probe A und 173 kV/cm für Probe B pro 1 V Spannungsänderung. Bei der Verarmungsspannung von -4 V erreicht die absolute Feldstärke in der Barriere für Probe A den Wert von $E_b(U_{th}) = -2,48$ MV/cm. Aus der so bestimmten Verarmungsfeldstärke kann der Polarisationsgradient der Grenzfläche mit

$$\Delta P = -\epsilon_0 \epsilon_{r,AlGaN} E_b(U_{th}) \quad (64)$$

bestimmt werden. Daraus ergibt sich für Probe A ein Wert von $1,35 \cdot 10^{13}$ e/cm². Dieser Wert ist konsistent mit dem theoretisch vorhergesagten Polarisationsgradienten von Al_{0,31}Ga_{0,69}N/GaN Heterogrenzflächen [Amb02], so dass dieser Wert als Indiz für die korrekte Bestimmung der im Material vorhandenen elektrischen Feldstärken gewertet werden kann. Die tatsächlich gemessene Elektronendichte liegt mit $1,08 \cdot 10^{13}$ cm⁻² unter diesem Wert, da sich die vorhandene GaN-Deckschicht auch bei 2 nm Dicke bereits auf die tatsächliche Elektronenkonzentration auswirkt (vgl. Abb. 52).

6.3.3 Feldverlauf in GaN/AlGaN/GaN-Strukturen

Bei den GaN/AlGaN/GaN-Strukturen wurden die elektrischen Felder in der AlGaN-Barriere analog zu den oben beschriebenen Proben gemessen. In Abbildung 57 (links) sind exemplarisch zwei Spektren für $U_{dc} = 1$ V (a) und $U_{dc} = -6,5$ V (c) sowie die Farbverlaufsdarstellung des spannungsabhängigen ER-Spektrums (c) wiedergegeben. Der qualitative Verlauf entspricht den im vorherigen Abschnitt erhaltenen Ergebnissen. Die Verarmungsspannung von -6,5 V ist deutlich durch den Verlust des ER-Signals (Abb. 57 links (b)) gekennzeichnet. Zusätzliche ER-Spektren wurden in der Nähe der GaN-Bandlücke von 3,437 eV aufgenommen, um auch die Feldstärke in der GaN-Deckschicht zu bestimmen. Die zahlreichen und deutlich ausgeprägten FK-Oszillationen lassen auch für die GaN-Deckschichten auf ein homogenes elektrisches Feld schließen (Abb. 57 rechts).

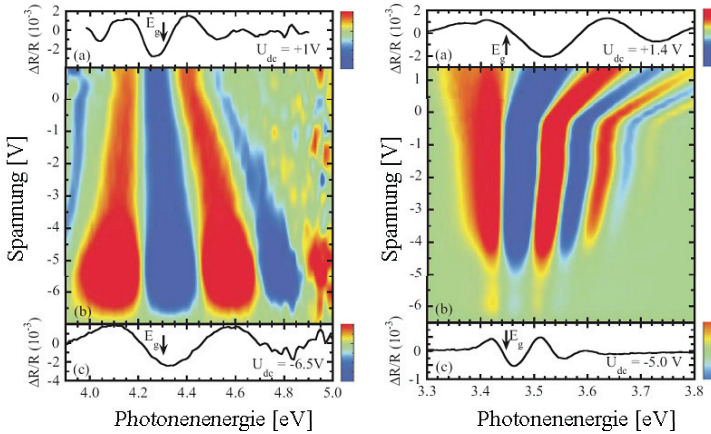


Abb. 57: Farbverlaufsdarstellung des spannungsabhängigen ER-Spektrums in der Nähe der Bandgapenergie des AlGaIn (links) bzw. GaN (links) mit Franz-Keldysh-Oszillationen (rot: Maxima, blau: Minima). Exemplarisch dargestellt sind die ER-Spektren für + 1 V bzw. -6,5 V für AlGaIn (links a und c) und die ER-Spektren für 1,4 V und - 5 V für GaN (rechts a und c).

Das an der oberen AlGaIn/GaN-Grenzfläche vorhandene 2DHG macht sich in diesem Fall durch einen abrupten Knick in der Periode und damit auch im Feldstärkeverlauf bemerkbar. Bei negativen angelegten Spannungen ist das 2DHG vorhanden. Für positive Spannungen wird es verarmt. Im Gegensatz zur Verarmung des 2DEGs führt dies jedoch nicht zu einem Verlust des ER-Signals, da das 2DEG als Rückelektrode über den gesamten betrachteten Bereich bestehen bleibt.

Das elektrische Feld im GaN weist im Vergleich zum elektrischen Feld im AlGaIn ein entgegen gesetztes Vorzeichen auf (Abb. 58 links). Das bedeutet, dass Leitungs- und Valenzband zur Oberfläche hin nach unten verkippt sind, wodurch sich die Richtigkeit der zuvor betrachteten simulierten Bandkantenverläufe bestätigt (vgl. Abb. 53). Für negative Spannungen zeigt sich die Verringerung der Abstände der FKO's und damit auch des elektrischen Feldes im GaN.

Die abrupte Änderung des Feldstärkeverlaufs für GaN bei 0,3 bzw. 0,5 V markiert den

Punkt, an dem oberhalb der AlGaIn-Barrriere ein 2DHG ausgebildet wird. Die Verarmung des 2DEG würde analog bei $-6,5$ V zu einem Abknicken des Verlaufs führen. Da aufgrund der gewählten Kontaktierung jedoch die Rückelektrode und damit das ER-Signal zusammenbricht, kann diese Verlaufsänderung nicht dargestellt werden. Der Polarisationsgradient an der unteren AlGaIn/GaN-Grenzfläche wurde aus der extrapolierten Verarmungsfeldstärke von $-2,45$ MV/cm bei $U_{th} = -6,5$ V mit $1,33 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt. Ohne äußere Spannung wurde für das 2DEG eine Konzentrationen von $7 - 9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ aus dem Feldstärkeverlauf berechnet (Abb. 58 rechts) [Buc08]. Dieser Wert befindet sich in guter Übereinstimmung zu den eingangs mit Hallmessungen ermittelten Werten. Auch die Löcherkonzentration im 2DHG erreicht Werte zwischen $7 - 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, allerdings erst bei größeren negativen Spannungen.

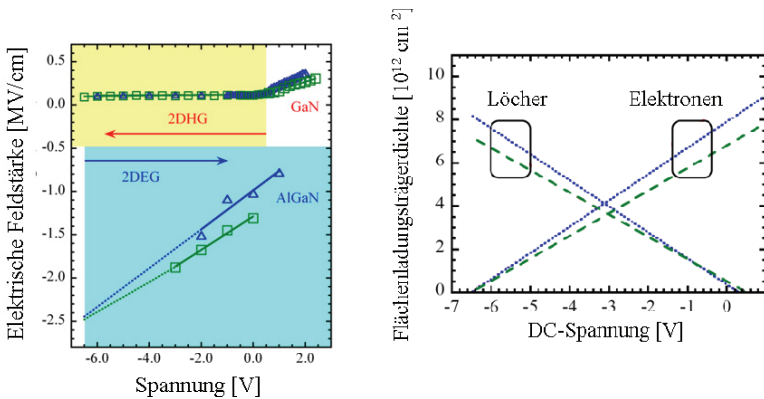


Abb. 58: Links: Elektrische Feldstärke in GaN und AlGaIn in Abhängigkeit von der angelegten Spannung für Probe C (blau) und D (grün). Der Knick im oberen Kurvenverlauf kennzeichnet die Verarmung bzw. Anreicherung eines 2DHG. Rechts: Elektronen- und Löcherkonzentration in den Proben C und D in Abhängigkeit von der angelegten Spannung [Buc08].

Zwischen $-6,5$ und $0,5$ V existieren 2DEG und 2DHG gleichzeitig in der Struktur. Obwohl die Dicke der GaN-Deckschicht um 50 % variiert wurde, war die Feldverteilung in beiden Proben sehr ähnlich. Aus Abb. 58 ist ersichtlich, dass sich die Feldstärke im GaN in dem

Bereich, in dem die hauptsächliche piezoelektrische Modulation erfolgt, nur geringfügig ändert, so dass die piezoelektrische Auslenkung praktisch vollständig auf die Modulierbarkeit des elektrischen Feldes in der AlGa_N-Barriere zurückzuführen ist. Die Anstiege der Feldstärkeänderung in Abhängigkeit von der angelegten Spannung sind für alle Proben in Tabelle 13 aufgeführt. Aus der angelegten Spannung und der Schichtdicke des AlGa_N kann der Wert der theoretisch zu erwartenden Feldstärke bei den Proben A und B sehr einfach berechnet werden:

$$E_{theor.} = U_{dc} / t \quad (65)$$

Für die Proben mit dicker Deckschicht (C und D) führt die Berechnung der Teilspannung und der elektrischen Feldstärke unter der Annahme eines geschichteten Dielektrikums mit äußerer angelegter Spannung jedoch nicht zum Ziel:

$$U_{AlGaN} = U_{dc} \cdot \frac{\epsilon_{GaN} t_{AlGaN}}{\epsilon_{AlGaN} t_{GaN} + \epsilon_{AlGaN} t_{AlGaN}}, \quad U_{GaN} = U_{dc} \cdot \frac{\epsilon_{AlGaN} t_{GaN}}{\epsilon_{AlGaN} t_{GaN} + \epsilon_{AlGaN} t_{AlGaN}} \quad (66)$$

Stattdessen zeigte sich, dass der Spannungsabfall über der GaN-Deckschicht mit 20 – 40 mV vernachlässigbar klein ist, so dass praktisch der gesamte Spannungsabfall über der AlGa_N-Barriere erfolgt. Aus diesem Grund wurde die erwartete Feldstärke trotz der vorhandenen zweiten Schicht nach Gl. (65) berechnet. Umgekehrt kann mit dieser Gleichung aus der tatsächlich gemessenen Feldstärke der effektive Spannungsabfall U_{eff} bestimmt werden.

Wie in Tabelle 13 in der letzten Spalte dargestellt, erreichte U_{eff} nur etwas 60 – 85 % von der extern angelegten Spannung U_{dc} . Diese Tatsache muss bei der im Folgenden vorgenommenen Bestimmung des piezoelektrischen Moduls d_{33} berücksichtigt werden.

Tab. 13: Gemessene und berechnete Feldstärke in den einzelnen Schichten (1. Spalte: Probennummer)

	Schicht	Dicke [nm]	$\Delta E/\Delta U_{dc}$ (gemessen) [kV/cmV]	$\Delta E/\Delta U_{dc}$ (theor.) [kV/cmV]	U_{eff}/U_{dc}
A	AlGaIn	20	407	500	0.814
B	AlGaIn	50	173	200	0.865
C	AlGaIn	30	225	333 (90)*	0.67
C	GaN	80	2.4	- (90)*	0.02
D	AlGaIn	30	194	333 (67)*	0.58
D	GaN	120	3.2	- (67)*	0.0384

* nach Plattenkondensator-Modell mit geschichtetem Dielektrikum und konstanter Feldstärke

6.4 Piezoelektrische Eigenschaften von AlGaIn/GaN- und GaIn/AlGaIn/GaN-Heterostrukturen

6.4.1 Piezoelektrische Charakterisierung am Rasterkraftmikroskop

Rasterkraftmikroskope (engl. *Atomic Force Microscope* (AFM) oder *Scanning Force Microscope* (SFM)) arbeiten nach einem sehr einfachen Prinzip: Eine Spitze, die an einer Blattfeder (engl. *cantilever*) befestigt ist, rastert die Oberfläche in einer charakteristischen Höhe, in der eine Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe auftritt. Diese Wechselwirkung können elektrische, mechanische oder magnetische Kräfte sein und resultieren in einer Auslenkung des Cantilevers. Diese Auslenkung wird mit Hilfe eines optischen System aus Laser und Vier-Quadranten-Photodiode bestimmt und die Distanz Spitze - Oberfläche piezoelektrisch so nachgeregelt, dass die Auslenkung des Cantilevers während des Rasterns konstant bleibt; das Regelsignal ist dabei proportional zur Höhenänderung auf

der Probenoberfläche. Die piezoelektrische Auslenkung liegt bei Nitriden mit wenigen Pikometern pro Volt ($d_{33} = 2 - 7 \text{ pm/V}$) deutlich unter der Auflösungsgrenze von etwa $0,1 \text{ nm}$ eines typischen Rasterkraftmikroskops. Der Verlust der Höhengauflösung beim Rastern von Probenoberflächen liegt jedoch vor allem in der Nutzung des Photostroms als Regelparameter und der damit verbundenen Digitalisierung (Analog-Digital-Wandlung) begründet, so dass das analoge Fehler- oder *deflection*-Signal sehr viel mehr Informationen als das Reglungssignal enthält. Das verwendete Rasterkraftmikroskop ATOS Solver Pro (NT-MDT) ermöglicht es, das *deflection*-Signal auf einen externen Lock-In-Verstärker (Stanford Research System SR 830) zu führen, welcher das Ausfiltern der Frequenz der Modulationsspannung erlaubte.

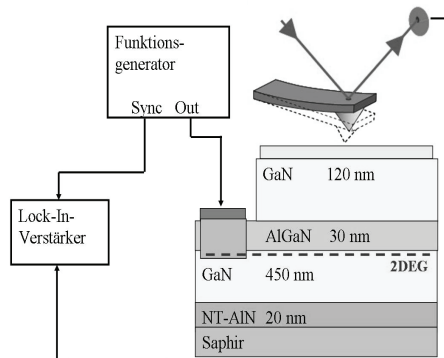


Abb. 59: Messaufbau für AFM-gestützte piezoelektrische Messungen. Die Anregung erfolgt über die Rückelektrode (2DEG, kontaktiert über Ohmschen Kontakt), den Schottky-Kontakt liegt auf 0 V .

Der verwendete Aufbau ist in Abb. 59 schematisch vereinfacht dargestellt. Die Anregung erfolgte über die Rückelektrode (2DEG, kontaktiert über ohmschen Kontakt); der gelb eingezeichnete Schottky-Kontakt diente als elektrische Masse. Dies hatte vor allem den Grund, dass die Elektronik des Scankopfes nicht durch elektrische Potentiale gestört werden sollte.

6.4.2 Piezoelektrische Auslenkung bei AlGaN/GaN – Heterostrukturen

Bei der Untersuchung der elektrischen Eigenschaften hatte sich herausgestellt, dass der piezoelektrisch nutzbare Spannungsbereich für negative Spannungen durch die Verarmungsspannung und für positive Spannungen durch hohe Ströme in Durchlassrichtung begrenzt ist. Da dieser Bereich nicht symmetrisch um 0 V ist, wurde die Wechselspannung der piezoelektrischen Anregung mit einer DC Gleichspannung (*offset*) überlagert um die Auswirkung der Überschreitung des nutzbaren Spannungsbereiches zu untersuchen. Die piezoelektrische Auslenkung für Probe A im Modulationsspannungsbereich von 0,5 bis 5 V ist in Abb. 60 links dargestellt. Alle Messpunkte stellen bereits Mittelwerte aus mehreren Messwiederholungen dar. Die Standardabweichung betrug insgesamt bei allen piezoelektrischen Messungen maximal 0,6 pm/V. Auf ihre Darstellung im Diagramm wurde zugunsten der Übersichtlichkeit der Kurvenverläufe verzichtet.

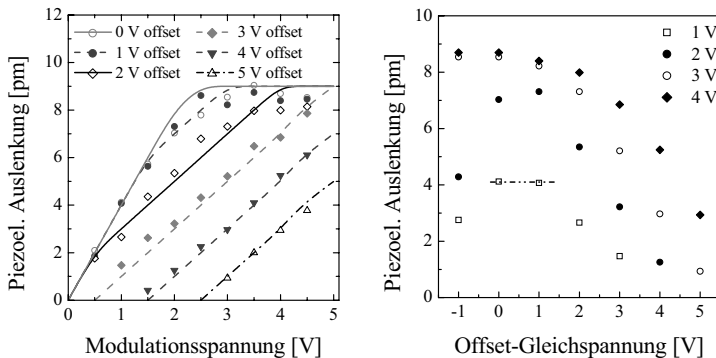


Abb. 60: Piezoelektrische Auslenkung für Probe A: links in Abhängigkeit von der Modulationsspannung, rechts von der Offset-Gleichspannung (die gestrichelte Linie kennzeichnet den Bereich, in dem für $d_{33, \text{eff}}$ das Maximum erreicht wird).

Wie aus dem Diagramm (Abb. 60 links) ersichtlich, hängt die gemessene piezoelektrische Auslenkung sehr stark von der verwendeten Gleichspannung ab. Für hohe Modulations-

spannungen beobachtet man eine Sättigung des piezoelektrischen Effektes. Die Abhängigkeit von der Offset-Gleichspannung ist im Diagramm 60 rechts dargestellt. Der höchste gemessene Wert für $d_{33\text{eff}}$ betrug 4.1 pm/V und konnte nur für kleine Offset- und kleine Modulationsspannungen erreicht werden.

Dieses Verhalten wird durch das enge Fenster von der Verarmungsspannung bei -4 V und dem beginnenden Diodenverhalten oberhalb 1 V verursacht, in dem die Modulation weitgehend ungestört stattfinden kann. Ober- bzw. unterhalb dieses Fensters trägt nur ein Teil der angelegten Wechsellspannung auch tatsächlich zur Modulation bei. Wird ein zu großer positiver Offset von 3 bis 5 V gewählt, kann bei einer kleinen Modulationsspannung keine messbare piezoelektrische Auslenkung festgestellt werden. In diesem Fall findet die gesamte Anregung oberhalb der Flussspannung der Diode statt, so dass der hohe Stromfluss das elektrische Feld abschirmt. Erst wenn die Modulationsspannung größer wird, erreicht ihre negative Halbwellen Spannungsbereiche, in denen die Modulation überhaupt möglich ist. Jedoch trägt dann nur die Hälfte der Modulationsspannung zur Anregung bei, so dass die piezoelektrische Auslenkung nur einen Anstieg von etwa 2 pm/V statt der vollen 4.1 pm/V aufweist.

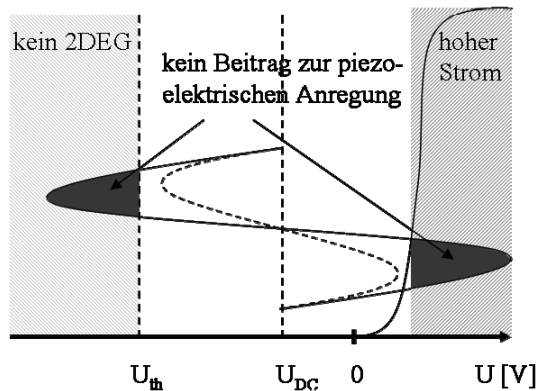


Abb. 61: Schematische Darstellung der Umsetzung der angelegten Wechsellspannung in eine piezoelektrische Anregung abhängig von der verwendeten Gleichspannung und Wechsellspannungsamplitude.

Die dafür benötigte Modulationsspannung war allerdings kleiner als erwartet, so dass die Vermutung nahe liegt, dass der Abschirmeffekt des Stromflusses geringer ausfällt als erwartet. Schon für 0 V Offset tragen beide Halbwellen vollständig zur Modulation bei, so dass hier der volle Anstieg erreicht wird. Gegenwärtig ist eine quantitative Analyse der Vorgänge jedoch noch nicht möglich. Eine schematische Darstellung der (anteiligen) Umsetzung der Wechselspannung in eine piezoelektrische Anregung ist in Abb. 61 gegeben.

Für große Modulationsspannungen wurde schließlich die Sättigung des piezoelektrischen Effektes beobachtet. Dies ist dann der Fall, wenn die negative Halbwellen (zusätzlich zum oben beschriebenen Effekt auf der positiven Seite) letztendlich zur Verarmung des 2DEGs führt. Durch diesen Verlust der Rückelektrode greift das elektrische Feld tief in die GaN-Schicht hinein, so dass der Spannungsabfall über der Barriere abrupt kleiner wird. Wie erwartet, konnte dieser Effekt bei Probe B im untersuchten Spannungsbereich nicht beobachtet werden, da hier die Verarmungsspannung des 2DEG bei -11 V lag (Abb. 62 links) [Ton08].

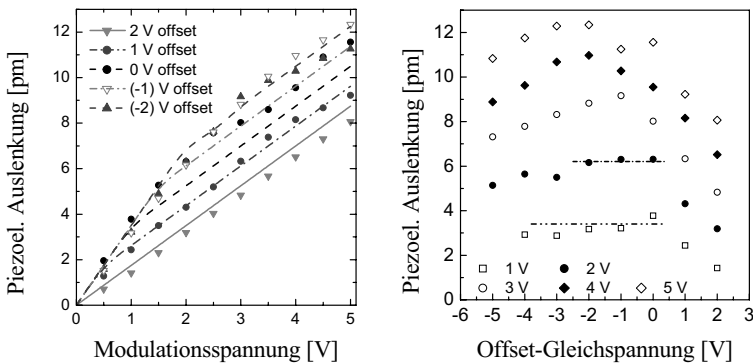


Abb. 62: Piezoelektrische Auslenkung für Probe B: links in Abhängigkeit von der Modulationsspannung, rechts von der Offset-Gleichspannung (die gestrichelten Linien kennzeichnen den Bereich, in dem für $d_{33 \text{ eff}}$ das Maximum erreicht wird).

Für positive Offset-Gleichspannungen trat derselbe Effekt wie zuvor auf, so dass neben

dem maximalen Anstieg der piezoelektrischen Auslenkung von $d_{33\text{eff}} = 3,39 \text{ pm/V}$ weite Kurvenbereiche nur mit der Hälfte dieses Wertes anstiegen, da der piezoelektrische Effekt der positiven Halbwelle durch den Abschirmeffekt limitiert war. Tabelle 14 gibt einen Überblick über die $d_{33\text{eff}}$ -Werte aller gemessenen Proben. In Abb. 62 rechts ist die Abhängigkeit der piezoelektrischen Auslenkung vom Offset dargestellt. Auf Grund des dann größeren Modulationsbereiches kann die maximale piezoelektrische Auslenkung pro Volt über einen größeren Spannungsbereich erzielt werden.

6.4.3 Piezoelektrische Auslenkung bei GaN/AlGaN/GaN-Strukturen

Die PFM-Resultate der Proben mit dicken GaN-Deckschichten waren denen der Probe A sehr ähnlich. Wie mit Hilfe der ER-Untersuchungen deutlich gemacht wurde, war der Spannungsabfall über dieser Schicht wider Erwarten extrem gering, so dass hier kein piezoelektrischer Effekt zu erwarten ist. Aus diesem Grund folgt die piezoelektrische Antwort des GaN/AlGaN/GaN-Schichtsystems nur aus der Auslenkung der AlGaN-Schicht anstelle der ursprünglich vermuteten anteiligen piezoelektrischen Auslenkung beider Schichten (GaN-Deckschicht + AlGaN). Wie bei den zuvor untersuchten Proben lag der Bereich ungestörter Modulation zwischen der Verarmungsspannung des 2DEGs von $-6,5 \text{ V}$ und etwa 1 V im positiven Bereich. Die Ergebnisse für Probe C (80 nm GaN) sind in Abb. 63 dargestellt. Auch in diesem Fall wird das Maximum von $3,36 \text{ pm/V}$ für kleine Modulationsspannungen von $1\text{-}2 \text{ V}$ erreicht, solange die gleichzeitig angelegte Offset-Gleichspannung den Anregungsbereich derart verschiebt, dass beide Anregungsamplituden vollständig zur piezoelektrischen „Antwort“ beitragen. Größere negative sowie positive Offset-Spannungen führen zu einer Verminderung des Signals, da hier jeweils eine Spannungshalbwelle nur noch teilweise oder gar nicht zur piezoelektrischen Auslenkung beiträgt.

Für Probe D ergibt sich ein ähnliches Bild (Abb. 64), allerdings scheint die Abschirmung im positiven Spannungsbereich deutlich geringer auszufallen als bei Probe C. Gleichzeitig nimmt der maximale gemessene Anstieg $d_{33\text{eff}}$ mit $2,90 \text{ pm/V}$ deutlich ab.

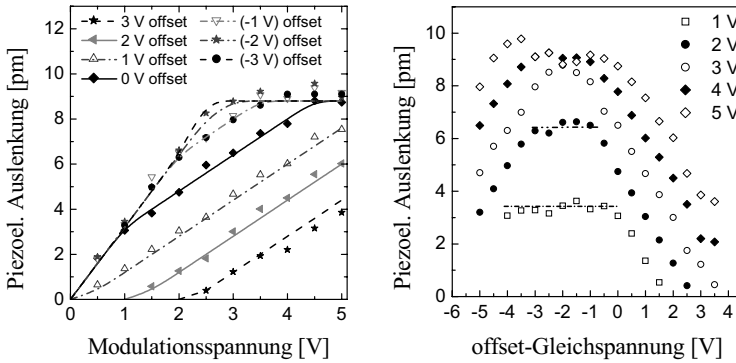


Abb. 63: Piezoelektrische Auslenkung für Probe C: links in Abhängigkeit von der Modulationsspannung, rechts von der Offset-Gleichspannung (maximales $d_{33\text{eff}}$ gestrichelt markiert).

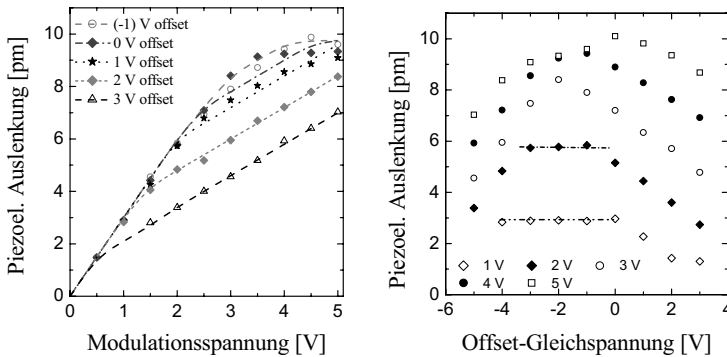


Abb. 64: Piezoelektrische Auslenkung für Probe D: links in Abhängigkeit von der Modulationsspannung, rechts von der Offset-Gleichspannung (die gestrichelten Linien kennzeichnen den Bereich, in dem für $d_{33\text{eff}}$ das Maximum erreicht wird).

Wie im vorhergehenden Abschnitt bereits beschrieben wurde, betrug die tatsächlich messbare elektrische Feldstärke nur etwa 60 – 85 % der aus der angelegten Spannung berech-

neten. Daher kann die in Gl. 63 verwendete Substitution der elektrischen Feldstärke durch die angelegte Spannung eigentlich nicht durchgeführt werden. Aus diesem Grund wurde das piezoelektrische Modul d_{33} neu berechnet, wozu das Verhältnis $U_{\text{eff}}/U_{\text{dc}}$ herangezogen wurde (vgl. Tab. 14). Dabei wurde für drei von vier Proben eine bemerkenswerte Übereinstimmung erzielt. Trotz unterschiedlicher gemessener elektrischer Felder und effektiver piezoelektrischer Moduli, ergab sich übereinstimmend ein Wert von 5 pm/V für das korrigierte Modul d_{33} für $\text{Al}_{0,31}\text{Ga}_{0,69}\text{N}$. Aus welchem Grund Probe B davon abweicht, konnte bis jetzt nicht abschließend geklärt werden.

Wie bereits in Tabelle 2 und 3 im Abschnitt 2.2 gezeigt, streuen die Literaturwerte für das piezoelektrische Modul d_{33} über einen weiten Bereich, der bei GaN von 2-4 pm/V und bei AlN von 5-7 pm/V reicht. Diese Streuung ist unabhängig davon, ob es sich um berechnete oder experimentell ermittelte Werte handelt und zeugt von einer nach wie vor großen Unsicherheit bezüglich der Materialkonstanten der Gruppe III-Nitride.

Tab.14: Piezoelektrisches Modul d_{33} für AlGaN: gemessene und mittels des Verhältnisses $U_{\text{eff}}/U_{\text{dc}}$ korrigierte Werte:

no.	$U_{\text{eff}}/U_{\text{dc}}$	d_{33} meas. [pm/V]	d_{33} corr. [pm/V]
A	0.814	4.10	5.037
B	0.865	3.39	3.92
C	0.67	3.36	5.015
D	0.58	2.90	5.00

Diese starke Abweichung wird einerseits durch die relativ hohe Messunsicherheit bei der Ermittlung von Auslenkungen im Pikometerbereich verursacht, zum anderen aber auch durch die unterschiedliche Behandlung des *substrate-clamping* Effektes (vgl. Abschnitt 2.2). Für AlGaN konnten bisher gar keine Messwerte angegeben werden. Unter der Annahme, dass auch der piezoelektrische Modul linear mit der Aluminiumkonzentration zu-

nimmt, kann der Erwartungswert jedoch abgeschätzt werden. Aus den in Tabelle 2 und 3 angegebenen Literaturwerten ergäbe sich dann ein Bereich von etwa 3,3 bis 4,3 pm/V.

Ein wesentlicher Grund dafür, dass der im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Wert mit 5 pm/V den Erwartungswert so deutlich übersteigt, beruht auf der Tatsache, dass hier die piezoelektrische Auslenkung nicht einfach auf die angelegte Spannung bezogen wurde. Stattdessen wurde das dazugehörige elektrische Feld über der Schicht mit einer unabhängigen Methode bestimmt. Dabei konnte gezeigt werden, dass die Differenz zwischen der angelegten elektrischen Spannung und der im Material tatsächlich auftretende Spannung zu groß ist, um ohne Feldstärkebestimmung zu einer korrekten Bestimmung des piezoelektrischen Moduls zu gelangen.

Alle bisher in der Literatur piezoelektrisch gemessenen GaN und AlN-Schichten lassen sich in zwei Gruppen teilen: in polykristalline Schichten, die zum Beispiel durch Sputterdeposition hergestellt wurden, und in einkristalline, epitaktisch gewachsene Schichten (HVPE, MBE, MOCVD). Für die erste Gruppe ist die Streuung der Messwerte noch deutlich größer als in Tab. 2 und 3 angegeben, da hier der piezoelektrische Modul stark abhängig von der Schichtqualität ist (Substratwahl, Textur, Vorhandensein anderer Kristallorientierung, Verkipfung der Kristallite usw.). Demgegenüber besitzt die zweite Gruppe den Vorteil einer hohen allgemeinen Kristallqualität. Allerdings benötigen epitaktische Schichten in der Regel Nukleations- und eventuell weitere Zwischenschichten, um die Gitterfehlpassung zwischen Schicht und Substrat auszugleichen. Da bei den Nitriden immer Grenzflächenladungen und Polarisationsfelder auftreten, darf aber der Einfluss selbst dünner Schichten nicht ignoriert werden. Wie in Abschnitt 6.3 gezeigt, läßt sich die Feldverteilung nicht einfach über die angelegte Spannung und die Annahme geschichteter Dielektrika berechnen. Stattdessen muss für epitaktische Schichtfolgen immer zunächst die elektrische Feldverteilung ermittelt werden, bevor das piezoelektrische Modul bestimmt werden kann. Dies wird in der Literatur typischerweise vernachlässigt.

Indem die hier vorgestellte Struktur das 2DEG anstelle des Substrats als Rückelektrode verwendet, kann auf eine Betrachtung der Nukleationsschicht verzichtet werden. Stattdessen wurden die piezoelektrische Auslenkung und die dazugehörige elektrische Feldvertei-

lung im Material an einer klar definierten Struktur bestimmt. Der Beitrag der GaN-Deckschicht war vernachlässigbar gering, so dass das piezoelektrische Modul von GaN nicht bestimmt werden konnte. Nimmt man jedoch an, dass auch für die piezoelektrischen Konstanten ein linearer Zusammenhang analog zum Vegardschen Gesetz gilt, so folgt aus dem hier bestimmten Wert von 5 pm/V für $\text{Al}_{0,31}\text{Ga}_{0,69}\text{N}$, dass auch die piezoelektrischen Moduli von GaN und AlN nach oben korrigiert werden müssen. Dies bleibt jedoch zunächst Gegenstand weiterer, notwendiger Untersuchungen.

Es konnte in diesem Kapitel gezeigt werden, dass das 2DEG an der (unteren) AlGaN/GaN-Grenzfläche innerhalb eines Spannungsbereiches von einigen Volt als Rückelektrode für die Anregung von (GaN)/AlGaN/GaN Strukturen verwendet werden kann [Ton08]. Die Verarmung des 2DEGs für negative Spannungen kleiner U_{th} stellt dabei die untere Grenze dar, die Zunahme des elektrischen Stromes durch die AlGaN-Barriere für positive Spannungen die Obergrenze. Mit zunehmender Dicke der AlGaN-Barriere lässt sich der verwendbare Spannungsbereich erweitern, da die Verarmung des 2DEGs dann bei betragsmäßig deutlich größeren negativen Spannungen erfolgt. Das zusätzliche Wachstum einer GaN-Deckschicht erhöht die piezoelektrische Auslenkung nicht, da diese auf Grund des geringen Spannungsabfalls kaum zur piezoelektrischen Gesamtauslenkung beiträgt. Die Ursache hierfür ist das für große Deckschichtdicken gebildete 2DHG. Im Falle geringerer Deckschichtdicken von etwa 10 nm würde die Bildung des 2DHG zu kleinen negativen Spannungen verschoben werden, wodurch sich ein geringer Spannungsbereich öffnet, in dem die Modulation beider Schichten möglich ist. Noch höhere Werte für d_{33} könnten mit einem höheren Aluminiumgehalt in der Barriere erzielt werden. Das Ziel waren jedoch MEMS-Resonatoren, die mit derzeit üblichen AlGaN/GaN-HEMTs integrierbar sind, welche zurzeit einen Aluminiumgehalt um 30 % aufweisen. Daher wurden höhere Aluminiumgehalte zunächst nicht untersucht, könnten aber durchaus das Ziel weiterführender Studien darstellen.

7 Technologie und Schwingungsnachweis für GaN-basierte freistehende MEMS-Strukturen

Balkenstrukturen wurden auf allen drei der im Kapitel 5 beschriebenen Substrate hergestellt. Die verwendete AlGaIn/GaN-Schichtfolge beruhte auf den dort erarbeiteten Ergebnissen und bestand in der Regel aus etwa 450-500 nm GaN und 20 nm AlGaIn. Bei den Proben auf Si/SiC betrug die GaN-Schichtdicke inklusive der AlN-Zwischenschicht etwa 1,2 μm . Auf eine dicke Deckschicht wurde verzichtet, da sich gezeigt hatte, dass sich die piezoelektrische Auslenkung der Schicht durch die Verwendung einer solchen Schicht nicht weiter steigern ließ.

Im Folgenden werden zunächst die Technologieschritte, die zur Erzeugung freistehender Resonatoren notwendig waren, kurz dargestellt. Selbst durchgeführt wurden das Wachstum und die Charakterisierung sämtlicher verwendeter Schichten, sowie einzelne Prozessschritte wie das Aufbringen der Metallisierung, Strukturierung mit Lift-Off-Technik und Einlegieren der ohmschen Kontakte. Die Strukturierung der Nitridschichten und des jeweiligen Substrates sowie die dafür notwendige Erarbeitung geeigneter Ätzprozesse wurden von Florentina Niebelschütz im Rahmen ihrer Dissertation [Nie08c, Nie09] durchgeführt. Die einzelnen Prozessschritte sollen in diesem Kapitel erläutert werden, um die tatsächliche Anwendbarkeit der entwickelten Schichten zu demonstrieren. Im Anschluss daran erfolgt der Nachweis der piezoelektrisch angeregten Schwingung der so hergestellten Balken. Die Entwicklung der Messtechnik zum Anregen und Auslesen mit Hilfe magnetodynamischer und piezoelektrischer Prinzipien wurde von Klemens Brückner im Rahmen seiner Dissertation durchgeführt [Bru09].

7.1 Definition der Balkenstrukturen und Kontakte

Die Prozessierung der Resonatorstrukturen begann mit der Herstellung der ohmschen Kontakte (Abb. 65). Dazu wurden die in Abschnitt 4.3.3.1 beschriebenen einlegierten Ti/Al/Ti/Au-Kontakte verwendet. Die Strukturierung der Schottky-Topkontakte auf den

Balken erfolgte mit demselben Lithographie-Schritt, mit dem die Balkenform selbst definiert wurde, um Justage-Fehler an dieser kritischen Stelle zu verhindern. Dazu wurden Ti/Au-Kontakte verwendet, die, sofern sie nicht einlegiert werden, eine Schottky-Barriere ausbilden. Reine Goldkontakte kamen an dieser Stelle wegen ihrer geringen Haftfestigkeit nicht in Frage. Nickel konnte als Kontaktmaterial ebenfalls nicht verwendet werden, da es als Ätzmaskierung für den folgenden Trockenätzprozess diente. Die Strukturierung aller Metallisierungen erfolgte im *Lift-off*-Verfahren. Im anschließenden Ätzprozess wurde die Balkenform definiert. Dabei wird das Balkenmaterial (d. h. die AlGaIn/GaN-Schicht) an beiden Seiten des Balkens durch anisotropes Ätzen in einer RIE-ICP-Anlage bis hinunter auf das Substrat entfernt. Dabei kam ein Cl_2/Ar -Gemisch im Mischverhältnis von 45 sccm zu 5 sccm zum Einsatz. Die eingesetzte Leistung betrug 800 W (ICP-Leistung) und 25 W (RIE-Leistung) bei einer Substrattemperatur von 40°C und einem Prozessdruck von $4 \cdot 10^{-3}$ mbar. Die Ätzmaskierung aus Nickel wurde anschließend nass-chemisch bei 40°C mit FeCl_3 entfernt [Nie08b]. Ein weiterer Lithographie-Schritt diente dazu, die Metallisierung auf der Balkenmitte zu entfernen, um so die beiden Topelektroden von einander zu entkoppeln. Das 2DEG bleibt als gemeinsame Rückelektrode bestehen.

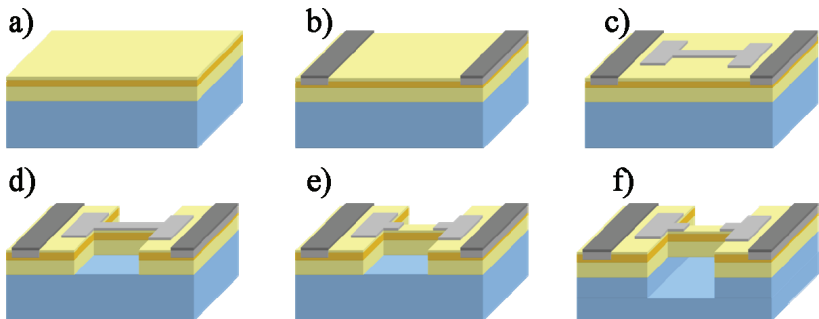


Abb. 65: Schematische Darstellung der Prozessierung: a) MOCVD-Wachstum der Schicht, b) Realisierung der Ohmschen Kontakte, c) Metallisierung der Topelektrode, d) Ätzen der aktiven Schicht bis auf das Substrat, e) Auftrennen der Topelektrode auf dem Balken, f) Ätzen des Substrates (zum Freistellen des Resonators, vgl. Abschnitt 7.3).

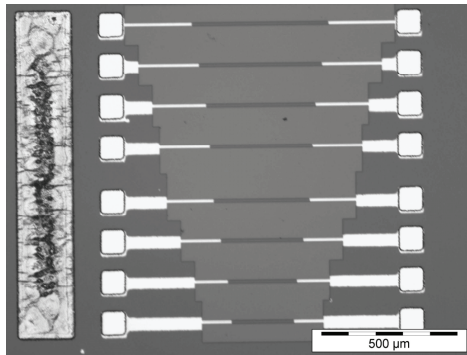


Abb. 66: Layout (Lichtmikroskopaufnahme) eines Balkenarrays nach den ersten Prozessschritten Metallisierung der Ohmschen (rauer Kontakt links im Bild) und Schottky-Kontakte (Topelektroden auf den Balken), sowie der durch Ätzen erfolgten Definition der Balken (ohne Freistellung).

Dieser erste Teil der Prozessierung ist unabhängig vom gewählten Substrat weitgehend derselbe. Das Resultat ist ein Steg oder Balken, der in seinen Abmessungen definiert und bereits mit allen erforderlichen Kontaktierungen versehen, aber noch nicht unterätzt ist (Abb. 65/ 66). Bevor dieser letzte, substratabhängige Prozessschritt erläutert wird, soll zunächst noch ein Detail genauer betrachtet werden, welches für die angestrebte Skalierung in den Nanometerbereich beachtet werden muss: die laterale Einschränkung des 2DEGs und ihre Wirkung auf die Leitfähigkeit desselben.

7.2 Skalierungseffekte: Laterale Einschränkung des 2DEG

Bei der Prozessierung von MEMS ist die laterale Strukturierung der aktiven Schicht von wesentlicher Bedeutung. Da Oberflächen immer eine Störung des Kristallverbundes darstellen, die mit elektrischen Oberflächenzuständen verbunden ist (z.B. offene Bindungen und Sättigung dieser durch Rekonstruktion und Anlagerung von Wasser- und Sauerstoff, Anlagerung von Fremdatomen), kommt es an diesen Stellen zu einer Verbiegung der Energiebänder. Bei AlGaIn/GaN-Heterostrukturen wird durch die laterale Strukturierung eine Verarmung des 2DEG an den senkrechten Grenzflächen verursacht. Da das Auslesen

und Anregen der hier entwickelten MEMS nur auf Basis eines vorhandenen 2DEGs realisiert werden kann, stellt sich die Frage, wie schmal Balken strukturiert werden können, bevor Ätزشäden an den Seitenflächen und die damit verbundene Bandverbiegung zu einer vollständigen Verarmung des 2DEGs über die gesamte Balkenbreite führen.

Dazu wurden zwei AlGaIn/GaN-Heterostrukturen mit einer Ladungsträgerkonzentration von $1,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bzw. $5,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ und mit einer Beweglichkeit von ca. $750 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ untersucht. Mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie wurden Streifen mit einer einheitlichen Länge von $50 \mu\text{m}$ und einer Breite von 150 nm bis $10 \mu\text{m}$ definiert, die durch eine 100 nm tiefe Mesa-Ätzung isoliert wurden. Anschließend wurden Ohmsche Kontakte eingelegt. Abb. 67 zeigt die fertig prozessierten Strukturen zur breiteabhängigen Widerstandsmessung.

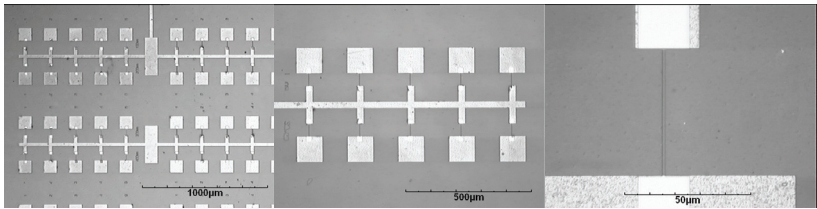


Abb. 67: Isolierte 2DEG-Streifen für die breiteabhängigen Widerstandsmessung; optische Mikroskopie.

Anschließend wurde über die Aufnahme einfacher Strom-Spannungs-Kennlinien der elektrische Widerstand der Brücken gemessen. Wie erwartet, skaliert dieser prinzipiell nach der bekannten Größengleichung mit $1/b$:

$$R = \frac{l}{b \cdot \mu \cdot n_s \cdot e} \quad (67)$$

Die Messkurven waren um einen konstanten Faktor nach rechts verschoben (Abb. 68 rechts). Dieser ergibt sich daraus, dass die effektive (elektrisch wirksame) Breite $b_{\text{eff}} = b - b_R$ der Balken um einen konstanten Wert kleiner war als die mittlere gemessene Breite b . Die berechnete Breite b_R des Randbereiches (aus der Verschiebung des realen zum idealen

Widerstand) betrug ca. 106 nm. Auf Grund der extrem hohen Raumladungsdichte der Elektronen im 2DEG im Bereich von 10^{20} cm^{-3} ist es jedoch unwahrscheinlich, dass sich in den Randbereichen eine Verarmungszone von jeweils 53 nm ausbildet. Stattdessen muss die gemessene mittlere Breite des Balkens korrigiert werden.

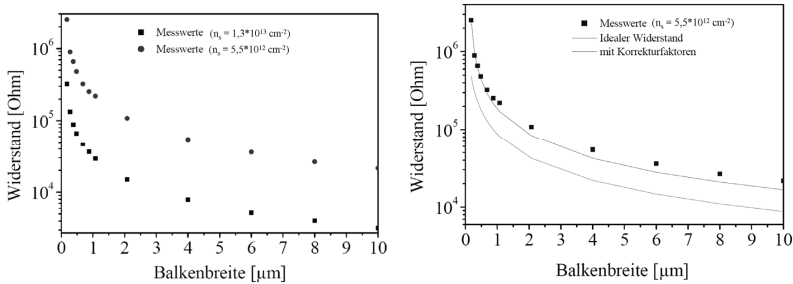


Abb. 68: Links: Widerstandsmessung an AlGaIn/GaN-Streifen (Zuordnung in rot und schwarz nach den Aushangladungsträgerdichten im 2DEG), rechts mit der idealen (theoretischen) Widerstandskurve und der über die effektive Breite und Leitfähigkeitsänderung angepassten Widerstandskurve [Hau06].

Die absolute Kantenrauheit wurde durch Angabe einer „inneren“ und „äußeren“ Kante ermittelt und betrug bei allen Strukturen etwa 50 nm (vgl. Abb. 69). Für die Widerstandsmessung relevant ist aber nur der Abstand der „inneren“ Kanten statt der ursprünglich verwendeten mittleren Breite. Daraus folgt, dass die effektive, elektrisch wirksame Balkenbreite (und damit auch die Skalierbarkeit der Strukturen) letztendlich nur von der Qualität der lithographischen Strukturierung abhängt. Der exakte Verlauf der Weite der Raumladungszone entlang der senkrechten Kanten kann nur mit Hilfe der selbstkonsistenten Schrödinger-Poisson-Simulation ermittelt werden. Dennoch liegt die Annahme nahe, dass diese Weite sich im Bereich des 2DEG auf weniger als 10 nm beschränkt.

Neben der effektiven Breite war ein weiterer Korrekturfaktor f notwendig, der die prozessionsbedingte Ab- bzw. Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit des 2DEGs berücksichtigt.

$$R = \frac{l}{(b - b_R) \cdot f \cdot \mu \cdot N_s \cdot e} \quad (68)$$

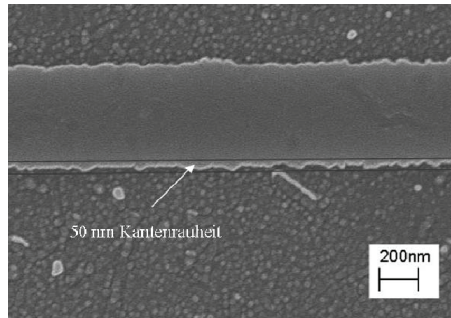


Abb. 69: 500 nm breiter AlGaIn/GaN-Balken mit Kantenrauheiten von ca. 50 nm. Die körnige Struktur resultiert aus der Bedampfung der Strukturen mit 10 nm Gold zur Erhöhung der Bildqualität der REM-Aufnahmen (Reduzierung der Aufladungseffekte) [Hau06].

Aufgrund der Produktbildung $N_s \cdot \mu$ in Gl. (67) ist es nicht möglich zu unterscheiden, ob die Änderung der Leitfähigkeit auf eine Änderung der Ladungsträgerdichte, ihrer Beweglichkeit oder beides zurückzuführen ist. Da an den senkrechten Kanten der Balken aufgrund der Bandverbiegung Ladungsträgerfreiheit herrscht, scheint die beobachtete Leitfähigkeitsänderung das gesamte 2DEG zu betreffen und ist daher ein Resultat der Modifikation der Balkenoberfläche. Insbesondere das Aufbringen einer Ätzmaskierung aus Nickel und ihre anschließende nasschemische Entfernung führt zu Rückständen (Ni, Fe; ebenso Cl), die das Oberflächenpotential verändern und damit einen unmittelbaren Einfluss auf die Ladungsträgerdichte ausüben. Dabei konnte f je nach der Abfolge der Technologiestritte mit $f = 0,81 - 2,1$ Werte größer oder kleiner eins aufweisen [Cim07c].

7.3 Freistellen des Resonators durch Unterätzen

Der wichtigste Schritt bei der Herstellung von piezoelektrischen MEMS ist zweifellos der isotrope Ätzschritt, der die dreidimensionale Struktur von der Unterlage, d. h. dem Substrat, löst. Die Verwendung unterschiedlicher Substrate hat auf diesen Prozessschritt großen Einfluss. Daher soll im folgenden Abschnitt demonstriert werden, dass die Freistellung der Strukturen auf allen im Kapitel 5 beschriebenen Substraten erfolgreich durchgeführt wurde.

7.3.1 MEMS auf SiC

Wie bereits im Abschnitt 5.1 gezeigt, ist SiC hervorragend als Substrat für die Epitaxie von Gruppe III-Nitriden geeignet und wird sowohl industriell als auch im Forschungsbereich verwendet. Auf Grund seiner enormen chemischen Stabilität ist es jedoch schwer, selektive und isotrope (d. h. chemisch aktive) Ätzprozesse für dieses Material zu entwickeln. Zwei etablierte Methoden, die allerdings nicht selektiv zu Nitriden und damit für die hier angestrebten MEMS ungeeignet sind, beruhen auf der Verwendung von geschmolzenen Salzen [Tal66, Sak06] oder heißen Gasen [Xie00, Gro08]. Plasmaätzprozesse wurden bisher hauptsächlich eingesetzt, um senkrechte Ätzkanten mit hohem Aspektverhältnis und geringer Rauheit zu erzeugen [Yih1993, Hon99, Laz04]. Erste isotrope Ätzprozesse auf Basis von SF₆- bzw. NF₆-Plasmen wurden bereits in den 90er Jahren vorgestellt [Lut93, Fle96], bisher jedoch kaum systematisch studiert. Der hier vorgestellte Ätzprozess beruht auf einem SF₆-Plasma ohne den sonst üblichen Zusatz von Sauerstoff, Wasserstoff oder Argon, um eine möglichst hohe chemische Ätzkomponente zu erzielen [Nie08c].

Verwendet wurde ein RF-Plasma-Reaktor mit kapazitiver Einkopplung und Parallelplattenanordnung. Die Abhängigkeit der lateralen und senkrechten Ätzraten sowie die Tauglichkeit verschiedener Maskierungen wurden in Abhängigkeit von den verwendeten Parametern Druck, Temperatur, RF-Leistung und Gasfluss untersucht. Insbesondere bei der Temperatur ergab sich dabei ein sehr enges Prozessfenster. Prinzipiell erhöht sich die Ätz-

rate mit steigender Temperatur. Gleichzeitig nimmt die Isotropie des Ätzprozesses zu. Überschreitet aber die gewählte Temperatur die Grenze von 470°C , so ist die Stabilität der zuvor prozessierten ohmschen Kontakte nicht mehr gewährleistet. Obwohl die Substrattemperatur während des Ätzens deutlich niedriger ist als während des Einlegierens der Kontakte (825°C), bewirkt die wesentlich längere Prozessdauer die fortgesetzte Diffusion der Kontakte bis zur Durchkontaktierung der gesamten Schicht zum Substrat. Dennoch konnte letztendlich ein geeigneter Ätzprozess entwickelt werden. Die in Abb. 70 gezeigten Balken auf SiC wurden mit 100 W Leistung, 40 sccm SF_6 , und 0,4 mbar realisiert. Das Verhältnis der lateralen zur senkrechten Ätzrate betrug dabei etwa 1: 3,56 (48 nm/min lateral, 171 nm/min vertikal) [Nie08c].

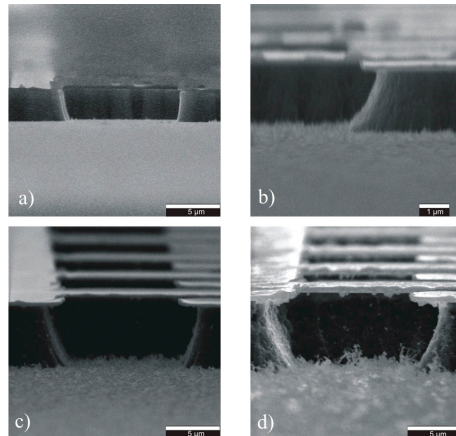


Abb. 70: REM-Aufnahmen unterätztter AlGaN/GaN-Balken auf SiC-Substraten für verschiedene Substrattemperaturen: a) 350°C b) 425°C c) 470°C and d) 530°C [Nie08c].

7.3.2 MEMS auf AlN/Saphir

Bei der Verwendung von AlN-Opferschichten (vgl. Abschnitt 5.2) besteht die Herausforderung darin, die AlN-Schicht selektiv zu den darauf gewachsenen AlGaN/GaN-Schichten herauszulösen. Chlorbasierte Plasma-Ätzprozesse (ICP-RIE, wie bereits für die Definition

der Balkenstrukturen verwendet) weisen in aller Regel eine gerade umgekehrte Selektivität auf: GaN wird etwa zehnmals schneller geätzt als AlN, wodurch derartige Ätzprozesse hier nicht in Frage kommen. Stattdessen wurde in diesem Fall ein nasschemischer Prozess entwickelt.

Einkristallines GaN kann aufgrund seiner hohen Stabilität in korrosiven Flüssigkeiten kaum geätzt werden. So lässt sich epitaktisches *Ga-face* GaN praktisch nur in geschmolzenen KOH oder NaOH-Salzen bei Temperaturen über 250°C oder in hochkonzentrierter H_3PO_4 bei ähnlich hohen Temperaturen über 180°C anätzen. Dabei ist die laterale Ätzrate bei (0001) *Ga-face* GaN immer höher als die senkrechte, weshalb diese Ätzverfahren hauptsächlich zur Bestimmung der Schichtqualität mittels Defektätzen herangezogen werden [Vis00, Vis01, Vis01b, Che06]. Demgegenüber kann nanokristallines AlN mit Hilfe KOH- bzw. NaOH-haltiger Lösungen (z. B. auch Photolackentwickler) bereits bei deutlich niedrigeren Temperaturen von 60–80°C geätzt werden, so dass über die Wahl der Temperatur und der Konzentration der Ätzlösung eine Selektivität gegenüber GaN erzielt werden kann [Mil95, Var96, Mil96, Sto98, Car00, Sch01].

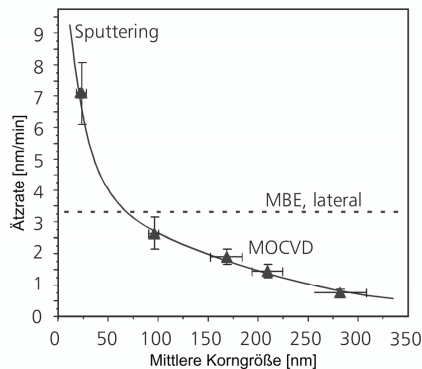


Abb. 71: Mittlere Ätzrate von AlN-Schichten, die mit verschiedenen Verfahren hergestellt wurden, in Abhängigkeit von ihrer mittleren Korngröße (AFM). Zum Vergleich ist die laterale Ätzrate einkristalliner MBE-Schichten als gestrichelte Linie eingezeichnet [Cim06b].

Abbildung 71 zeigt die Abhängigkeit der Ätzrate von der Kristallitgröße. Während fein- bis nanokristalline Schichten ein eher isotropes Ätzverhalten aufweisen, ist bei einkristallinem Material die Ätzrate stark von der Kristallrichtung abhängig [Cim06b]. Das Ätzverhalten von AlN und GaN in KOH- und NaOH-haltigen Lösungen wurde hinsichtlich der Selektivität, Ätzrate und ihrer Abhängigkeit von der Konzentration, Temperatur und Ätzdauer untersucht. Dabei erwies sich das ausschließliche Ätzen in KOH-haltiger Lösung als untauglich. Der Grund liegt in der extrem unterschiedlichen chemischen Stabilität von *Ga-face* und *N-face* GaN. Während das ohnehin schwache Anätzen der *Ga-face*-Oberfläche (an der Balkenoberseite) durch eine geeignete Ätzmaskierung vollständig verhindert werden kann, ist die Balkenunterseite auf Grund der erwünschten Unterätzung immer der angreifenden Lauge ausgesetzt.

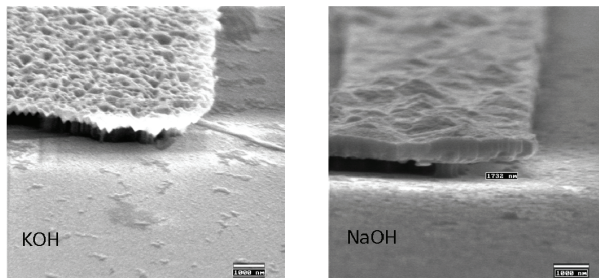


Abb. 72: Vergleich des vollständigen Ätzens mit KOH (links) und des gestaffeltem Ätzens mit KOH und NaOH (rechts).

Diese Seite des GaN-Kristalls wird von KOH jedoch stark angegriffen, so dass der Balken an der Unterseite stark zersetzt wird (Abb. 72 links). Daher wurde ein zweistufiger Ätzschritt entwickelt, bei dem zunächst mit 25 % KOH die Balken strukturiert wurden. Die anschließende Unterätzung erfolgte mit 25 % NaOH-Lösung, welche zwar auch für AlN eine geringere Ätzrate aufweist, aber die GaN-Schicht nahezu unbeschädigt lässt (Abb. 72 rechts). Die Temperatur des Ätzbades betrug in beiden Fällen etwa 45 – 50°C. Auf diese Weise konnten AlGaIn/GaN-basierte Balken auf AlN/Saphir-Substraten erfolgreich hergestellt werden (Abb. 73).

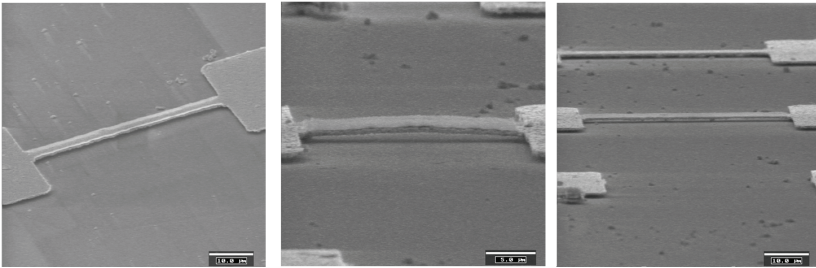


Abb. 73: Durch nasschemisches Entfernen der AlN-Opferschicht realisierte AlGaIn/GaN-Balken auf Saphir.

7.3.3 MEMS auf Silizium/3C-SiC

Wie bereits im Kapitel 5 dargelegt, besteht die Schwierigkeit bei der Verwendung von Silizium als Substrat nicht in den Strukturierungs- und Ätztechnologien, sondern im epitaktischen Wachstum. Auch bereitete es keine Schwierigkeiten, die 50 nm dicke SiC-Schicht, welche als vermittelnde Schicht im Wachstum dient, anisotrop zu ätzen. Das Entfernen dieser Schicht von der Unterseite des Balkens ist dabei nicht notwendig. Der anisotrope Ätzschritt für das SiC und das anschließende isotrope Ätzen des Siliziums erfolgte trockenchemisch mit Hilfe fluorhaltiger Plasmen. Dazu wurde eine auf Elektronenzyklotronresonanz (*electron cyclotron resonance*, ECR) basierende Plasmaanlage benutzt. Im ersten Schritt wurde ein Plasma aus Ar, SF₆ und O₂ im Verhältnis 8:2:1 verwendet, um die SiC-Schicht zu durchstoßen und einige Mikrometer tief in das Siliziumsubstrat hineinzuätzen. Mit Hilfe einer zusätzlich angelegten Spannung von 100 V und Substratkühlung konnte ein stark anisotropes Ätzprofil mit geraden Kanten erzeugt werden. Im zweiten Schritt wurden die Spannung wieder zurückgenommen und die Substratkühlung ausgeschaltet, um die isotrope Ätzkomponente zu erhöhen. Die Eigenerwärmung des Substrats betrug etwa 60-70°C. Gleichzeitig wurde das Gasgemisch auf SF₆ und Ar im Verhältnis 5:8 gesetzt und der Prozessdruck erhöht. Details zu der Entwicklung der hier verwendeten

ECR-basierten Ätztechnologie finden sich unter anderem bei Förster [Foe06] und Niebelschütz [Nie09], sowie in [Foe04, Foe05].

Abbildung 74 zeigt die ersten realisierten Resonatorbalken, welche auf Grundlage der in Kapitel 5.3 hergestellten AlGaIn/GaN-Heterostrukturen auf SiC/Si-Pseudosubstraten gewachsen und anschließend strukturiert wurden.

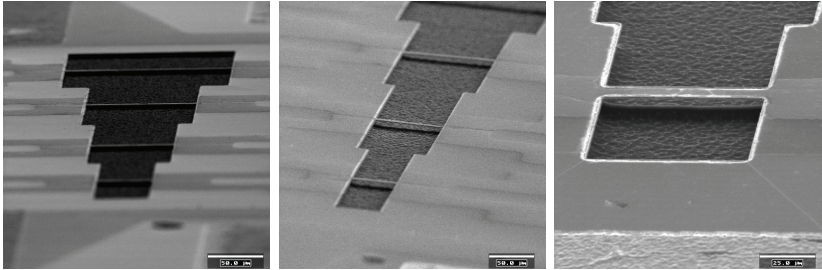


Abb. 74: AlGaIn/GaN-basierte Balkenstruktur auf Si/SiC-Pseudosubstrat, realisiert mittels fluorobasiertem ECR-Ätzen.

7.4 Schwingungsverhalten GaN-basierter Resonatoren

Bei der Entwicklung AlGaIn/GaN-basierter Resonatorstrukturen stand die piezoelektrische Erzeugung und das Auslesen von Transversalschwingungen im Vordergrund. Während die Anregung erfolgreich realisiert werden konnte, gestaltete es sich schwierig, die sehr kleinen elektrischen Ausgangssignale zu erfassen, weshalb die ersten Schwingungsnachweise optisch, d. h. mit Hilfe eines Laser-Doppler-Vibrometers durchgeführt werden mussten (Abschnitt 7.4.1). Darüber hinaus war es möglich, piezoelektrisch angeregte Longitudinalschwingungen in den Balken zu erzeugen und elektrisch auszulesen, was im Abschnitt 7.4.2 näher beschrieben wird.

7.4.1 Schwingungsnachweis mittels Vibrometer

Aus der Zusammenarbeit der Fachgebiete Nanotechnologie und Hochfrequenz- und Mikrowellentechnik bestanden bereits umfangreiche Vorarbeiten zur Charakterisierung zweiseitig eingespannter Balken mit Hilfe der magnetodynamischen Anregung [Bru05], welche eine gute Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Werte erzielten [Cim06b, Cim07, Bru07, Nie08]. Eine der Hauptschwierigkeiten bei der Charakterisierung mikroelektromechanischer Systeme sind die extrem niedrigen Pegel der Ausgangssignale, welche nur durch geeignete Detektorschaltungen messtechnisch erfasst werden können. Wie im Folgenden noch erläutert werden wird, blieben die Ausgangsspannungen, die bei der piezoelektrischen Anregung von Transversalschwingungen erzeugt werden konnten, noch deutlich hinter den Erwartungswerten zurück. Aus diesem Grund kam für den Nachweis der piezoelektrischen Schwingungsanregung der ersten 2DEG-basierten Resonatorbalken das optische Verfahren der Laser-Doppler-Interferometrie zur Anwendung.

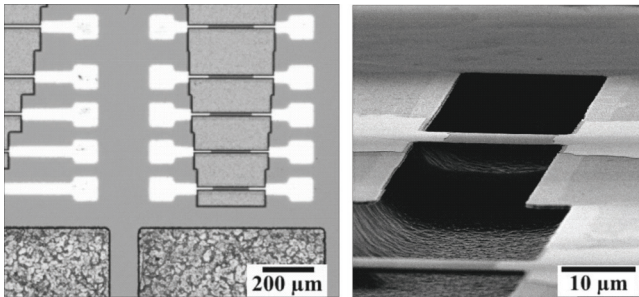


Abb. 75: Fertig prozessierte Balken aus AlGaIn/GaN auf Siliziumsubstraten. Links: optische Mikroskopaufnahme, die Länge der Resonatoren in der rechten Spalte variiert von 275 bis 350 µm; rechts: REM-Aufnahme von einem der kürzesten Balken mit einer Länge von 20 µm [Bru08].

Dazu wurde ein Laser-Doppler-Vibrometer (Polytec MSA-400) verwendet, bei dem die Balken mit einem konfokalen Laser abgetastet werden konnten und aus der Interferenz des eingestrahnten und reflektierten Lichtes der Gangunterschied und damit die Höhe der gesannten Oberfläche bestimmt wurde. Die Messungen und Auswertung wurden in Zusam-

menarbeit von Klemens Brückner (FG Hochfrequenz- und Mikrowellentechnik) und Stefan Michael (IMMS gGmbH) am Institut für Mikroelektronische und Mechatronische Systeme durchgeführt und die gewonnenen Messdaten in Brückner et al. [Bru08] veröffentlicht.

Aus Gründen der zeitlichen Abfolge der Projektbearbeitung wurde eine AlGaIn/GaN-Heterostruktur auf Silizium verwendet, die von Armin Dadgar (Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg) mit einer baugleichen MOCVD gewachsen wurde [Dad07]. Die Gesamtschichtdicke betrug 650 nm, die Dicke der AlGaIn-Schicht 30 nm. Die Qualität der Heterostruktur entspricht der in Abschnitt 4.4 beschriebenen Schichten auf Saphir. Die Prozessierung erfolgte analog der vorgestellten Prozessfolge, dabei wurde der Balken mit Hilfe eines ECR-Ätzschrittes (7.3.3) freigestellt. Die fertig prozessierte Balkenstruktur ist in Abb. 75 in einer optischen Mikroskopaufnahme und einer REM-Aufnahme dargestellt. Die Länge der Topelektrode betrug ein Viertel der Balkenlänge, um eine optimale elektromechanische Kopplung in der ersten Schwingungsmode zu erreichen.

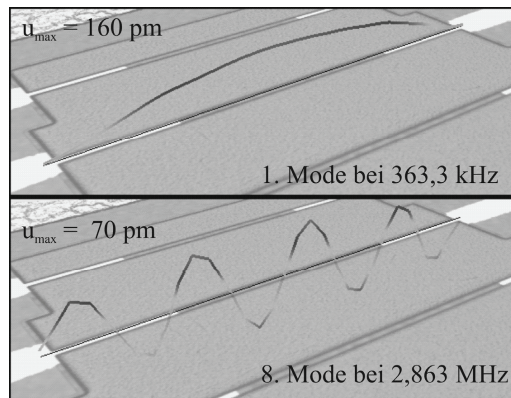


Abb. 76: Darstellung der ersten und achten Schwingungsmode eines 500 μm langen Balkens (Breite 5 μm) bei piezoelektrischer Anregung. Überlagerte Darstellung einer Mikroskopaufnahme und der Messwerte des Laser-Doppler-Vibrometers [Bru08].

Die piezoelektrische Anregung wurde mit Hilfe eines sinusförmigen Wechselsignals mit einer Amplitude von 0,5 bis 1,5 V durchgeführt. Die Frequenz wurde dabei von 100 kHz bis 10 MHz durchgeföhrt und das gesamte Modenspektrum innerhalb dieses Frequenzbereiches aufgenommen. Zusätzlich wurde bei konstanter Anregung die Schwingung des Balkens abgetastet und graphisch dargestellt. Abbildung 76 zeigt die Schwingung eines 500 μm langen und 5 μm breiten AlGaIn/GaN-Balkens auf Silizium in der ersten und achten Schwingungsmode. Die Anregung erfolgte piezoelektrisch mit einer Modulationsspannung von 0,5 V ohne gleichzeitig angelegte Offsetspannung. Dargestellt ist die maßstabsgetreue Überlagerung der Mikroskopaufnahme des ruhenden Balkens mit den Messergebnissen des Laser-Doppler-Vibrometers (farbig eingezeichnet). Die räumliche Auflösung betrug lateral etwa 1 μm und vertikal 0,1 $\text{pm}/\text{Hz}^{1/2}$.

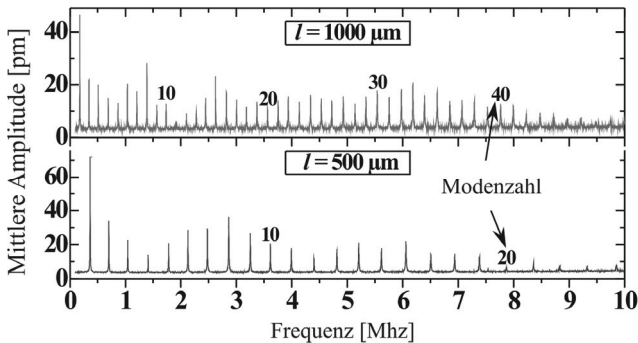


Abb. 77: Modenspektrum (Amplitude über Frequenz) zweier AlGaIn/GaN-Balken mit 500 bzw. 1000 μm Länge, die piezoelektrische Anregungsspannung betrug 0,5 V [Bru08].

Die dazugehörigen Modenspektren (räumlich gemittelte Auslenkungsamplitude über der Frequenz) für den oben genannten Balken und einen 1000 μm langen Balken (ebenfalls 5 μm breit) sind in Abbildung 77 dargestellt. Darin sind die Moden von der Grundmode bis zur 24. bzw. bis 48. Mode deutlich zu erkennen. Obwohl die elektromechanische Kopplung mit zunehmender Modenzahl abnimmt, da die gewählte Elektrodenlänge nicht auf mehr optimal auf die Zahl der Schwingungsbäuche abgestimmt ist, konnten alle Moden

innerhalb des Frequenzbereiches (Messbereichsgrenze bei 10 MHz) detektiert werden. Der Vergleich der gemessenen Schwingungsamplitude der ersten Mode mit der in Kapitel 3 getroffenen Abschätzung zeigt, dass die gemessene Schwingungsamplitude deutlich niedriger ausfällt als erwartet. Für die erste Schwingungsmode bei der Frequenz f_1 kann die erwartete maximale Auslenkung der Balkenmitte Z_{\max} im Verhältnis zur angelegten Modulationsspannung U_{mod} nach der in Abschnitt 3.3 getroffenen Abschätzung wie folgt berechnet werden:

$$\frac{Z_{\max}}{U_{\text{mod}}} \approx 0,06\alpha \frac{Q \cdot d_{31\text{AlGaN}} \cdot E_{\text{GaN}}}{\rho_{\text{GaN}} \cdot f_1^2 \cdot l^2} \quad (69)$$

Auch hier wurde wegen der geringen Differenz statt des E-Moduls von 30 %igem AlGaN dasjenige von GaN verwendet. Da die Messungen an Luft unter Normalbedingungen durchgeführt wurden, sind die erreichbaren Resonanzamplituden maßgeblich vom Gütefaktor Q limitiert, für den sich aus den Messkurven Werte um 100 abschätzen lassen [Bru09]. Eine weitere Ursache für die niedrige Schwingungsamplitude ist in dem Unterschied zwischen idealer und real prozessierter Struktur zu finden. Daher wurde ein zusätzlicher empirischer Faktor α eingeführt, welcher die Abweichung der realen Messwerte von den ideal zu erwartenden Werten quantifiziert. Die Metallisierung der Topelektrode bedeckt zum Beispiel auf Grund eines toleranzbedingten Justagefehlers in der Lithographie nicht exakt das erste und letzte Viertel des Balkens (vgl. Abb. 77). Auch berücksichtigt die schematische Darstellung und Berechnung nicht, dass beim isotropen Unterätzen des Balkens auch Teile der Ankerpunkte unterätzt werden. Bei der dynamischen Analyse der Vibrometermessung wird deutlich, dass die freigestellten Teile der Anker ebenfalls schwingen. Desweiteren erhöht sich der Flächenwiderstand R_{SH} des 2DEGs nach der Prozessierung auf Werte von 1 – 1,5 k Ω , was im Vergleich zu den ursprünglichen Werten vor der Prozessierung um 620-630 Ω einer Verdopplung entspricht. Die daraus folgende Impedanz der Rückelektrode R_{RE}

$$R_{\text{BE}} \approx R_{\text{SH}} \cdot \frac{l}{4b} \quad (70)$$

liegt in Reihe mit der Kapazität der Anregungselektrode, so dass die tatsächliche, an die piezoelektrisch aktive Schicht angelegte Spannung geringer ist als die nominell eingestellte Anregungsspannung. Der im Vergleich zu metallischen Leiterbahnen hohe Widerstand des 2DEG führt darüber hinaus dazu, dass die anregende elektrische Feldstärke zur Balkenmitte hin abnimmt. Insgesamt ergibt sich aus dem Vergleich von Gl. 69 mit den gemessenen Daten ein Faktor von $\alpha \approx 0,02$ [Bru08].

Vermessen wurden Balken mit 5 μm und 10 μm Breite und Längen zwischen 80 und 1000 μm . Die gemessenen Frequenzen der ersten 8 Moden sind über der Balkenlänge in Abb. 78 dargestellt. Ebenfalls dargestellt ist die Fitkurve, der die in Abschnitt 3.1.1 bereits eingeführten Gleichung 16 für die Berechnung der Resonanzfrequenz nach Euler-Bernoulli zu Grunde liegt:

$$f_1 = 1,028 \cdot \sqrt{\frac{E_{\text{GaN}}}{\rho_{\text{GaN}}} \frac{d}{l^2}} \cdot \sqrt{1 + 0,295 \frac{l^2}{d^2} \epsilon_{xx}} \quad (16)$$

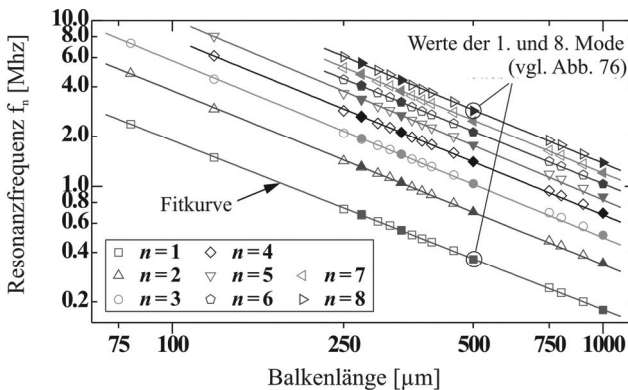


Abb. 78: Resonanzfrequenzen der ersten 8 Moden für 5 μm breite Balken (gefüllte Symbole) und 10 μm (ungefüllte Symbole) über der Balkenlänge (80 – 1000 μm) in doppelt logarithmischer Skalierung. Die Linien re-präsentieren die verwendeten Fitkurven [Bru08].

Die gewählte doppelt logarithmische Darstellung erlaubt es, die Abhängigkeit der gemessenen Resonanzfrequenz von $f(l) \sim l^b$ mit einem charakteristischen Exponenten b sichtbar zu machen. Aus Gl. 16 ergibt sich ein minimaler Exponent $b = -2$ für unverspannte Balken ($\epsilon_{xx} = 0$) und ein maximaler $b = -1$ für eine hohe Verspannung des Balkens ($\epsilon \rightarrow \infty$). Der Anstieg der Frequenz über der Balkenlänge für Balken weist mit $b = -1,034$ auf eine extrem hohe Zugverspannung der Balken hin. Mehrlageneffekte durch die AlGaIn/GaN-Struktur und die Topmetallisierung sowie der Effekt des Unterätzens der Ankerpunkte werden in Gl. 16 vernachlässigt. Diese Effekte wurden bei der Finite-Elemente-Simulation des Balkenmodells mit ANSYS[®] berücksichtigt [Bru09]. Ihr Einfluss beläuft sich auf eine Abweichung von etwa 5 % bzw. 10 %. Damit ergab sich aus diesen Frequenzmesswerten eine Zugverspannung in den Balken von $\epsilon_{xx} = 2,8 \cdot 10^{-3}$ bzw. $\sigma_{xx} = 0,95$ GPa.

Mit Hilfe von Röntgenmessungen (HRXRD) wurden vor der Prozessierung die Gitterkonstanten der GaN-Schicht bestimmt. Daraus ergab sich eine biaxiale Schichtverspannung von $\epsilon_{xx} = 2,2 \cdot 10^{-3}$ bzw. $\sigma_{xx} = 0,75$ GPa, welche eine gute Übereinstimmung mit der für die Balken bestimmten Verspannung aufweist. Die Differenz der gemessenen Verspannung lässt sich sehr gut mit dem technologischen Schritt des Freistellens erklären. Wie bereits erläutert, führt das Freistellen des Balkens auch zu einem Unterätzen an den Rändern der Ankerpunkte. Diese Randunterätzung kann sich wegen ihrer größeren Breite im Vergleich zu den Balken beim Freistellen nahezu entspannen, wodurch sich die Balkendehnung um etwa 5 % erhöht. Bei der durch das epitaktische Wachstum gegebenen inhomogenen Verspannung der Schicht kommt es dadurch zur Ausbildung eines Dachrinnenprofils, welches zu einer weiteren Versteifung des Balkens beiträgt. Dies führt zu einer Erhöhung der Resonanzfrequenz und damit zur Berechnung einer zu hohen Zugverspannung des Balkens [Bru09].

7.4.2 Piezoelektrische Anregung und elektrisches Auslesen von Longitudinalschwingungen

Nachdem die (einseitige) piezoelektrische Anregung von zweiseitig eingespannten Al-GaN/GAN-Balken unter Ausnutzung des 2DEGs als Rückelektrode erfolgreich demonstriert wurde, ist der nächste Schritt die Auskopplung des an der anderen Seite entstehenden Ausgangssignals. An dieser Stelle entsteht durch den direkten piezoelektrischen Effekt eine Ladungstrennung, die durch eine geeignete kapazitive Auskopplung sichtbar gemacht werden soll. Dies konnte bisher nur für im Balken auftretende Longitudinalwellen anstelle der angestrebten Transversalschwingungen gezeigt werden. Die im Folgenden beschriebenen Ergebnisse beruhen auf denselben Strukturen, wie sie auch im vorangegangenen Abschnitt 7.4.1 verwendet wurden. Details zum Messverfahren, den Ergebnissen und ihrer Auswertung können in Brückner et al. [Bru09b] nachgelesen werden.

Die piezoelektrische Anregung erfolgte analog zum Abschnitt 7.4.1, indem auf einer Seite der Resonatorbrücke eine hochfrequente Wechselspannung zwischen der Topelektrode und dem 2DEG angelegt wurde, so dass sich ein vertikales elektrisches Feld ausprägt. Über den inversen piezoelektrischen Effekt wird (vermittelt durch d_{31}) eine Änderung der Ausdehnung entlang des Balkens erzeugt. Die beobachteten Longitudinalmoden prägen sich dann als stehende Wellen aus, welche als Volumenschwingung in Richtung der Balkenachse auftreten (*bulk acoustic wave*). Ihre Frequenz ist abhängig von der Geometrie (speziell der Länge) des Resonators: Im Resonanzfall entspricht die Länge des Resonators einem ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge. Diese akustischen Frequenzen konnten sowohl in der Grundmode als auch bei höheren Moden bis zu 63 MHz elektrisch angeregt werden. Das elektrische Auslesen erfolgte auf der zweiten Seite des Resonators über den direkten piezoelektrischen Effekt. Simulationen der Resonatorstruktur legen die Vermutung nahe, dass die elektro-mechanische Kopplung für Longitudinalwellen etwa um den Faktor 5 höher liegt als für Transversalschwingungen. Die Resonanzfrequenz für die erste Longitudinalmode folgt dem Zusammenhang

$$f_n = c_1 / \lambda = nc_1 / 2l = \frac{n \cdot \sqrt{E_{\text{GaN}} / \rho_{\text{GaN}}}}{2l} \quad (71)$$

wobei die Phasengeschwindigkeit c_1 in der Grundmode durch die Wurzel aus dem Verhältnis des E-Moduls zur Materialdichte angenähert werden kann. Die Wellenlänge λ kann über $2l/n$ durch die Balkenlänge ausgedrückt werden.

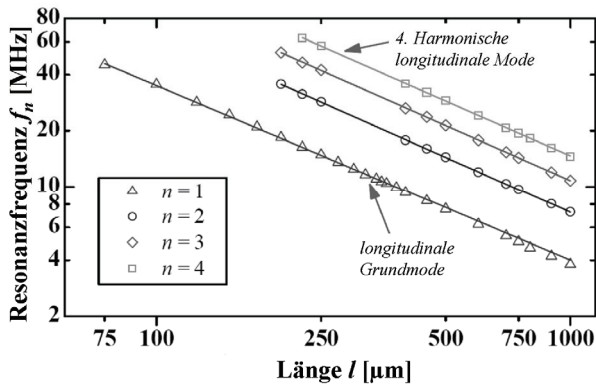


Abb. 79: Resonanzfrequenzen (an Luft) der ersten 4 Moden für 5 μm breite Balken über der Balkenlänge (75 – 1000 μm) in doppelt logarithmischer Skalierung. Die Linien repräsentieren die verwendeten Fitkurven [Bru09b].

In Abb. 79 dargestellt ist das Verhältnis der Resonanzfrequenz zur Balkenlänge für die ersten vier Longitudinalmoden eines 5 μm breiten AlGaIn/GaN-Balkens bei Normalbedingungen. Die hier vorgestellten Messungen wurden in einer evakuierbaren Teststation durchgeführt (SUSS PMV150), welche die Bestimmung der Druckabhängigkeit der Resonanzfrequenz und Güte zwischen 10^{-5} mbar und Normaldruck ermöglichte. Abbildung 80 zeigt die Abhängigkeit der Longitudinalschwingung vom Umgebungsdruck. Dabei nahm die Güte von 5950 (im Vakuum) auf 1725 bei normalem Umgebungsdruck ab, gleichzeitig sinkt die Resonanzfrequenz. Es zeigte sich, dass die Druckabhängigkeit bei den hier vorgestellten Longitudinalschwingungen deutlich geringer war als bei den in Abschnitt 7.4.1

betrachteten Transversalschwingungen. Die Ursache liegt im unterschiedlich starken Einfluss der viskosen Dämpfung.

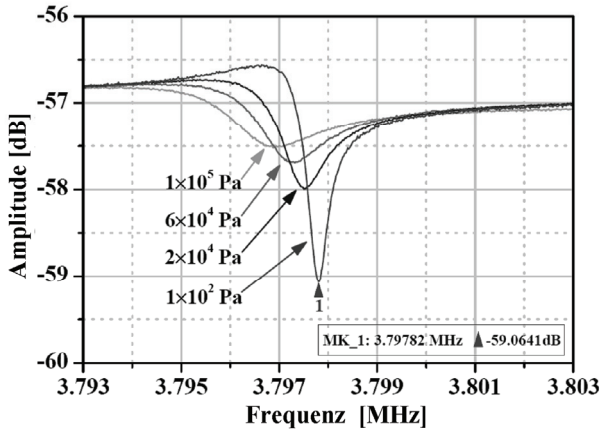


Abb. 80: Druckabhängigkeit des Transmissionskoeffizienten S_{21} eines $1000 \mu\text{m}$ langen und $5 \mu\text{m}$ breiten AlGaIn/GaN-Balkens. Resonanzfrequenz und Güte verschieben sich zu kleineren Werten für einen höheren Umgebungsdruck [Bru09b].

8 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit widmete sich der Entwicklung geeigneter AlGaIn/GaN- basierter Schichtsysteme für die Verwendung als aktive Schicht in piezoelektrisch angeregten MEMS.

Dazu wurden zunächst die Materialeigenschaften und der prinzipielle Aufbau von piezoelektrisch angeregten MEMS betrachtet, um die zu erwartenden Schwingungsamplituden und Ausgangssignale abschätzen zu können. Dadurch konnte eine grundlegende AlGaIn/GaN-Schichtfolge und Balkengeometrie festgelegt werden, wobei eine GaN-Schicht als mechanische Trägerschicht dient, während die darauf folgende AlGaIn-Schicht sowohl die piezoelektrische Schicht als auch über die Ausbildung des 2DEGs an der Grenzfläche die Rückelektrode zur Verfügung stellt.

Die Herstellung von dreidimensionalen Strukturen erfordert prinzipiell die Verwendung eines selektiv zur Funktionsschicht isotrop ätzbaren Substrats. Dies ist für Saphir, welches ein typisches Substrat in der GaN-Epitaxie darstellt, zum aktuellen Zeitpunkt nicht gewährleistet. Daher wurden ausgehend von einem zuvor entwickelten Wachstumsprozess für AlGaIn/GaN-Heterostrukturen auf Saphir drei Prozesse entwickelt, mit denen das Wachstum auf drei weitere (Pseudo-) Substrate übertragen werden konnte: auf 4H-SiC, auf Saphir mit einer nanokristallinen, gesputterten AlN-Opferschichten und auf Silizium mit einer 3C-SiC-Zwischenschicht.

Jedes dieser Substrate erwies sich trotz individueller Vor- und Nachteile als grundsätzlich geeignet und ermöglichten das Wachstum von AlGaIn/GaN-Schichten mit ausreichender Qualität, was anhand der Ausbildung eines 2DEGs an allen AlGaIn/GaN-Grenzflächen nachgewiesen wurde.

Im zweiten Schwerpunkt erfolgte eine detaillierte Untersuchung der piezoelektrischen Eigenschaften von (GaN)/AlGaIn/GaN-Heterostrukturen. Es wurde gezeigt, dass das 2DEG an der (unteren) AlGaIn/GaN-Grenzfläche innerhalb eines Spannungsbereiches von einigen Volt als Rückelektrode für die Anregung solcher Strukturen verwendet werden kann. Die Verarmung des 2DEGs für negative Spannungen unterhalb der Verarmungs-

spannung stellt dabei die untere Grenze dar, die Zunahme des elektrischen Stromes durch die AlGa_{0,3}N-Barriere für positive Spannungen die Obergrenze.

Das zusätzliche Wachstum einer GaN-Deckschicht erhöht die piezoelektrische Auslenkung nicht, da diese auf Grund des geringen Spannungsabfalls kaum zur piezoelektrischen Gesamtauslenkung beiträgt. Die Ursache hierfür ist ein für große Deckschichtdicken gebildetes 2DHG.

Die elektrische Feldverteilung in AlGa_{0,3}N/GaN- und GaN/AlGa_{0,3}N/GaN-Heterostrukturen wurde in Abhängigkeit von der äußeren angelegten Spannung mit Hilfe der Elektroreflexion bestimmt. Die Existenz des 2DEG und des 2DHG (im Fall der GaN/AlGa_{0,3}N/GaN-Strukturen) sowie ihre spannungsabhängige Ladungsträgerkonzentration wurde ebenfalls mittels ER-Messungen nachgewiesen.

Die piezoelektrische Auslenkung der oben genannten Schichtfolgen in Abhängigkeit von der angelegten Spannung wurde mittels Piezokraftmikroskopie gemessen. Die Kombination beider, von einander unabhängigen Messmethoden erlaubte die Korrelation der piezoelektrischen Auslenkung mit der im Material auftretenden elektrischen Feldstärke und damit die exakte Bestimmung des piezoelektrischen Moduls der hergestellten Al_{0,3}Ga_{0,69}N-Schichten mit 5,0 pm/V. Dieser Wert liegt deutlich oberhalb des Erwartungswertes. Ursache dafür ist die Korrektur der im Material tatsächlich abfallenden Spannung, welche nur etwa 60 – 85 % von außen angelegten Spannung beträgt.

Noch höhere Werte für d_{33} könnten mit einem höheren Aluminiumgehalt in der Barriere erzielt werden. Da dem pseudomorphen Wachstum hochprozentiger AlGa_{0,3}N-Schichten auf GaN jedoch Grenzen gesetzt sind, müsste in diesem Fall der Al-Gehalt insgesamt erhöht und eine Struktur mit Al_{0,3}Ga_{0,7}N/Al_{0,5}Ga_{0,5}N/Al_{0,3}Ga_{0,7}N gewachsen werden. Der Vorteil wären höhere piezoelektrische Konstanten bei gleichbleibender Gitterfehlpassung. Allerdings könnten diese auf Grund der dann mangelnden Selektivität nicht auf AlN/Saphir-Pseudosubstraten gewachsen werden.

Das Ziel waren jedoch MEMS-Resonatoren, die mit derzeit üblichen AlGa_{0,3}N/GaN-HEMTs integrierbar sind, welche zur Zeit einen Aluminiumgehalt um 30 aufweisen. Daher wurden

höhere Aluminiumgehalte zunächst nicht untersucht, könnten aber durchaus das Ziel weiterführender Studien sein.

In einem abschließenden Kapitel konnte die erfolgreiche Prozessierung von piezoelektrisch anregbaren und elektrisch auslesbaren Balkenstrukturen auf allen drei vorgestellten Substraten demonstriert werden.

Die piezoelektrische Anregung der Transversalmode wurde durch optisches Auslesen mit Hilfe eines Laser-Doppler-Vibrometers nachgewiesen, dabei konnten neben der Grundmode alle weiteren Moden innerhalb des verfügbaren Messbereiches detektiert werden. Die Auswertung der gemessenen Frequenzen erlaubte die Bestimmung der uniaxialen Verspannung im Balken, welche prinzipiell höher ist als die ursprüngliche biaxiale Schichtverspannung.

Die piezoelektrische Anregung und das elektrische Auslesen der longitudinalen Grundmoden und der ersten vier Obermoden bewies die Realisierbarkeit einer rein elektrischen Ankopplung des vorgestellten mechanischen Resonators.

Das elektrische Auslesen der der Transversalmode ist bis zu diesem Zeitpunkt noch nicht möglich, da die Ausgangssignale auf Grund eines noch nicht optimierten Maskendesigns und der immer gegebenen Diskrepanz zwischen idealer Struktur und realer Prozessierung hinter den Erwartungswerten zurückblieben. Daher muss die Optimierung der Struktur, des Designs, der Prozessierung und der Messtechnik genauso wie die fortgesetzte Optimierung der verwendeten AlGaIn/GaN-Heterostruktur Gegenstand weiterer Untersuchungen bleiben.

Anhang

A1. Tensordarstellung der piezoelektrischen und elastischen Eigenschaften von Gruppe-III-Nitriden [Nye92][Nye92]

A1.1. Piezoelektrischer Effekt

Der direkte piezoelektrische Effekt kann wie folgt beschrieben werden:

$$P_i = d_{ijk} \cdot \sigma_{jk} \quad (72)$$

wobei d_{ijk} die piezoelektrischen Moduli sind, die die Polarisation P_i mit dem Stress σ_{jk} verknüpfen. Sie bilden einen Tensor dritter Ordnung. Da σ_{jk} den symmetrischen Teil des Stresstensors darstellt, kann $\sigma_{jk} = \sigma_{kj}$ gesetzt werden, wodurch sich die Anzahl der unabhängigen Komponenten d_{ijk} auf 18 reduziert.

Um eine zweidimensionale Schreibweise zu ermöglichen, kann die Matrixnotation (Voigt-Notation) angewandt werden. Dabei werden der zweite und dritte Index in d_{ijk} und beide Indize von σ abgekürzt durch einen einzigen Index von 1 bis 6 ersetzt.

Tensornotation: 11 22 33 23,32 13,31 12,21

Matrixnotation: 1 2 3 4 5 6

Werden zusätzliche Faktoren von 2 eingeführt,

$$d_{ijk} = d_m \quad \text{für } n = 1,2,3 \quad (73)$$

$$2 \cdot d_{ijk} = d_m \quad \text{für } n = 4,5,6 \quad (74)$$

so kann Gl. (72) folgendermaßen beschrieben werden:

$$P_i = d_m \cdot \sigma_n \quad (75)$$

Dabei bilden die Koeffizienten d_{in} eine 3*6 Matrix (d_{in}):

$$\begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix}.$$

Unter Berücksichtigung der Symmetrieeigenschaften hexagonaler Kristalle gelten folgende Vereinfachungen: $d_{31} = d_{32}$, $d_{33} \neq 0$ und $d_{15} = d_{24}$ (alle andere Komponenten $d_{in} = 0$). Damit reduziert sich Gl. (75) auf drei Einzelgleichungen:

$$P_1^{pz} = \frac{1}{2} \cdot d_{15} \cdot \sigma_5, \quad (76)$$

$$P_2^{pz} = \frac{1}{2} \cdot d_{15} \cdot \sigma_4, \quad (77)$$

$$P_3^{pz} = d_{31}(\sigma_1 + \sigma_2) + d_{33}\sigma_3. \quad (78)$$

Legt man umgekehrt eine elektrische Spannung an einen piezoelektrischen Kristall an, so bewirkt das elektrische Feld E_i eine Ladungsverschiebung im Kristall, die eine mechanische Spannung erzeugt. Der reverse oder auch umgekehrte piezoelektrische Effekt ist gegeben durch die Verknüpfung des elektrischen Feldes E_i mit der Verspannung des Kristalls ε_{jk} über den Tensor der piezoelektrischen Moduli d_{ijk} :

$$\varepsilon_{jk} = d_{ijk} \cdot E_i. \quad (79)$$

Mit Hilfe der oben beschriebenen verkürzten Schreibweise kann Gl. (79) mit $\varepsilon_{jk} = \varepsilon_n$ ($n = 1,2,3$) und $2\varepsilon_{jk} = \varepsilon_n$ ($n = 4,5,6$) vereinfacht werden zu:

$$\varepsilon_n = d_{in} \cdot E_i. \quad (i = 1,2,3; n = 1,\dots,6) \quad (80)$$

Die piezoelektrischen Eigenschaften von Gruppe-III-Nitriden werden oft auch mit Hilfe der piezoelektrischen Konstanten e_{ki} anstelle der piezoelektrischen Moduli beschrieben. Damit kann die piezoelektrische Polarisation auch als Funktion der Verspannung ε_n beschrieben werden:

$$P_k^{pz} = \sum_l e_{kl} \cdot \varepsilon_l \quad (k = 1,2,3; l = 1,\dots,6) \quad (81)$$

Die piezoelektrischen Konstanten können über die elastischen Konstanten C_{jl} mit den piezoelektrischen Moduli in Beziehung gesetzt werden:

$$e_{kl} = \sum_j d_{kj} \cdot C_{jl} \quad (k = 1,2,3; l = 1,\dots,6; j = 1,\dots,6) \quad (82)$$

A1.2. Elastische Konstanten

Die elastischen Konstanten C_{ijkl} (engl. *elastic constant* oder *stiffness*) stellen einen Tensor 4. Ordnung dar und verknüpfen im

Hookschen Gesetz die Verspannung ε_{kl} mit dem Stress σ_{ij} :

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l} C_{ijkl} \cdot \varepsilon_{kl} \quad (83)$$

Aufgrund der räumlichen Symmetrie des Kristallgitters kann dieser Tensor 4. Ordnung auf eine 6*6 Matrix reduziert werden. Nach der Matrixnotation wird C_{ijkl} zu C_{mn} mit $m, n = 1,\dots,6$. Die vereinfachte Darstellung des Hookschen Gesetzes nach dieser Notation lautet dann:

$$\sigma_i = \sum_j C_{ij} \cdot \varepsilon_j \quad (84)$$

Die 6*6 Matrix der elastische Konstanten c_{ij} für die Wurtzitstruktur ist gegeben durch [Nye92]:

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(C_{11} - C_{12}) \end{pmatrix}. \quad (85)$$

Anstelle der elastischen Konstanten C_{ij} wird häufig der reziproke Wert, die im Englischen so genannte *compliance* (Nachgiebigkeit, auch *elastic modulus*) S_{ij} angegeben. Für hexagonale Kristallsysteme gilt folgende Umrechnung zwischen beiden Systemen:

$$C_{11} + C_{12} = S_{33} / S,$$

$$C_{11} - C_{12} = 1 / (S_{11} - S_{12}),$$

$$C_{13} = -S_{13} / S,$$

$$C_{33} = (S_{11} + S_{12}) / S,$$

$$C_{44} = 1 / S_{44},$$

$$S = S_{33}(S_{11} + S_{12}) - 2S_{13}^2. \quad (86)$$

A2. Bestimmung des richtungsabhängigen E-Moduls E aus den elastischen Konstanten

A2.1. Laterale uniaxiale Kraft

Für die uniaxiale Verspannung in lateraler Richtung, wie sie zum Beispiel bei der Auslenkung eines freigestellten Balkens auftritt, gilt:

$$\varepsilon_{xx} = \frac{a - a_0}{a_0}, \quad (87)$$

während ε_{yy} und ε_{zz} Funktionen von ε_{xx} darstellen. Aus Gl. (83, 84) ergibt sich mit $\sigma_{xx} \neq 0$, $\sigma_{yy} = 0$ und $\sigma_{zz} = 0$ folgendes Gleichungssystem (mögliche Scherspannung werden ebenfalls zu null gesetzt):

$$\sigma_{xx} = \sigma_1 = C_{11}\varepsilon_{xx} + C_{12}\varepsilon_{yy} + c_{13}\varepsilon_{zz} \neq 0 \quad (88)$$

$$\sigma_{yy} = \sigma_2 = C_{12}\varepsilon_{xx} + C_{11}\varepsilon_{yy} + c_{13}\varepsilon_{zz} = 0 \quad (89)$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_3 = C_{13}\varepsilon_{xx} + C_{13}\varepsilon_{yy} + c_{33}\varepsilon_{zz} = 0 \quad (90)$$

Stellt man Gleichung (89) und (90) nach ε_{yy} um und diese gleich, so erhält man eine Gleichung für ε_{zz} , die nur noch von ε_{xx} und den elastischen Konstanten bestimmt wird:

$$\varepsilon_{zz} = \frac{C_{11}C_{13} - C_{12}C_{13}}{C_{13}^2 - C_{11}C_{33}} \cdot \varepsilon_{xx}. \quad (91)$$

Analog erhält man für ε_{yy}

$$\varepsilon_{yy} = \frac{C_{12}C_{33} - C_{13}^2}{C_{13}^2 - C_{11}C_{33}} \cdot \varepsilon_{xx}, \quad (92)$$

so dass sich ε_{yy} und ε_{zz} aus ε_{xx} wie folgt ergeben:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} = \frac{1}{C_{13}^2 - C_{11}C_{33}} \cdot \begin{pmatrix} C_{12}C_{33} - C_{13}^2 \\ C_{11}C_{13} - C_{12}C_{13} \end{pmatrix} \cdot \varepsilon_{xx}. \quad (93)$$

Das Hooksche Gesetz für eine einseitig lateral ansetzende Kraft ergibt sich dann zu

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \left[C_{11} + C_{12} \cdot \frac{C_{12}C_{33} - C_{13}^2}{C_{13}^2 - C_{11}C_{33}} + C_{13} \cdot \frac{C_{11}C_{13} - C_{12}C_{13}}{C_{13}^2 - C_{11}C_{33}} \right] \cdot \varepsilon_{xx} \\ &= \left[C_{11} + \frac{C_{12}^2C_{33} - C_{12}C_{13}^2 + C_{13}^2C_{11} - C_{12}C_{13}^2}{C_{13}^2 - C_{11}C_{33}} \right] \cdot \varepsilon_{xx} \end{aligned} \quad (94)$$

dabei entspricht der Klammerausdruck dem uniaxialen E-Modul in x-Richtung.

Daraus ergibt sich eine zusätzliche piezoelektrische Polarisierung der betrachteten Schicht (vgl. Abschnitt 2.3):

$$P_{zms} = d_{13} \cdot (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) + d_{33} \sigma_{zz} = d_{13} \sigma_{xx} \quad (95)$$

$$P_{zms} = d_{13} \cdot \frac{(2C_{11} - C_{12})C_{13}^2 - (C_{11}^2 + C_{12}^2 - C_{12}C_{33})C_{33}}{C_{13}^2 - C_{11}C_{33}} \cdot \varepsilon_{xx} \quad (96)$$

A2.2. Uniaxiale senkrechte Kraft

Für eine senkrecht angreifende uniaxiale Kraft wird das Gleichungssystem Gl. (88-90) mit $\sigma_{xx} = 0$, $\sigma_{yy} = 0$ und $\sigma_{zz} \neq 0$ angesetzt. Durch Einsetzen und Umstellen enthält man analog zum vorhergehenden Abschnitt das Hooksche Gesetz mit dem dazugehörigen E-Modul in der gewünschten Richtung z, bei dem der eigentliche Anteil in z-Richtung C_{33} durch einen lateral wirkenden Term vermindert ist:

$$\sigma_{zz} = \left(C_{33} - \frac{2C_{13}^2}{C_{11} + C_{12}} \right) \cdot \varepsilon_{zz} \quad (97)$$

A.2.3 Epitaktisches Wachstum: Biaxiale laterale Verspannung

Wächst man verschiedene Schichten heteroepitaktisch aufeinander, so ergibt sich aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten eine Gitterfehlpassung zwischen dem Substrat und der oberen Schicht, die in der epitaktischen Schicht zu einer Abweichung der Gitterkonstanten a von der ideal unverspannten a_0 führt:

$$f_m = \frac{a_{Schicht} - a_{Substrat}}{a_{Schicht}} \quad \text{bzw.} \quad f_m = \frac{a_0 - a}{a_0} \quad (98)$$

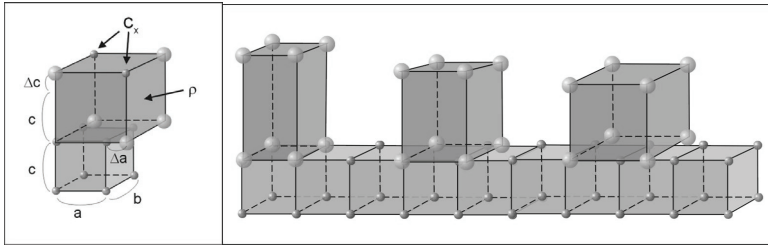


Abb. 81: Schematische Darstellung der biaxialen Verspannung auf Grund der Gitterfehlpassung von Substrat und epitaktischer Schicht für pseudomorphes Wachstum (Relaxation $R = 0$, links) und vollständig relaxiertes Wachstum ($R = 1$, rechts).

Die biaxiale Verspannung in der Ebene ergibt sich dann zu:

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = \frac{a - a_0}{a_0} = -f_m(x). \quad (99)$$

Die Verspannung ist negativ für druckverspannte und positiv für zugverspannte Schichten. Für die Verspannung entlang der c -Achse erhält man unter Zuhilfenahme der elastischen Konstanten C_{13} und C_{33} , sowie der verspannten und unverspannten Gitterkonstante c bzw c_0 :

$$\varepsilon_z = \frac{c - c_0}{c_0} = -\frac{C_{13}}{C_{33}}(\varepsilon_x + \varepsilon_y) = -\frac{2C_{13}}{C_{33}} \cdot \frac{a - a_0}{a_0}. \quad (100)$$

Dabei wird der Term $-2C_{13}/C_{33}$ auch als biaxialer Verspannungskoeffizient R_B bezeichnet.

A3. Bestimmung des Aluminiumgehaltes in verspannten AlGaN-Schichten aus Röntgendiffraktionsdaten

Ersetzt man den biaxialen Verspannungskoeffizienten $R_B(\text{AlGaN}) = -2C_{13\text{AlGaN}}/C_{33\text{AlGaN}}$, welcher von der Zusammensetzung abhängig ist, durch die lineare Näherung, welche sich aus dem Vegardschen Gesetz ergibt, so erhält man:

$$R_b(\text{AlGaIn}) = xR_b(\text{AlIn}) + (1-x)R_b(\text{GaIn}) . \quad (101)$$

Analog werden $a_0(\text{AlGaIn})$ und $c_0(\text{AlGaIn})$ substituiert. Setzt man nun diese linearen Näherungen in Gleichung (101) ein, so erhält man nach [Sch99] folgende kubische Gleichung für den Aluminiumgehalt x :

$$Px^3 + Qx^2 + Rx + S = 0 . \quad (102)$$

Die Koeffizienten P, Q, R und S lauten:

$$P = (R_b(\text{AlIn}) - R_b(\text{GaIn}))(a_0(\text{AlIn}) - a_0(\text{GaIn}))(c_0(\text{AlIn}) - c_0(\text{GaIn})) , \quad (103)$$

$$Q = (1 + R_b(\text{GaIn}))(a_0(\text{AlIn}) - a_0(\text{GaIn}))(c_0(\text{AlIn}) - c_0(\text{GaIn})) + (R_b(\text{AlIn}) - R_b(\text{GaIn})) \left[\begin{array}{l} (a_0(\text{AlIn}) - a_0(\text{GaIn}))c_0(\text{GaIn}) \\ + (a_0(\text{GaIn}) - a_0(\text{AlGaIn}))(c_0(\text{AlIn}) - c_0(\text{GaIn})) \end{array} \right] , \quad (104)$$

$$R = (a_0(\text{AlIn}) - a_0(\text{GaIn}))[(1 + R_b(\text{GaIn})c_0(\text{GaIn}) - c_0(\text{AlGaIn})) + (c_0(\text{AlIn}) - c_0(\text{GaIn}))[(1 + R_b(\text{GaIn})a_0(\text{GaIn}) - R_b(\text{GaIn})a_0(\text{AlGaIn}))], \quad (105)$$

$$+ (R_b(\text{AlIn}) - R_b(\text{GaIn}))(a_0(\text{GaIn}) - a_0(\text{AlGaIn}))c_0(\text{GaIn})$$

$$S = (1 + R_b(\text{GaIn}))a_0(\text{GaIn})c_0(\text{GaIn}) - R_b(\text{GaIn})a_0(\text{AlGaIn})c_0(\text{GaIn}) - a_0(\text{GaIn})c_0(\text{AlGaIn}) . \quad (106)$$

Gleichung (102) beschreibt den allgemeinen Fall, bei dem angenommen wird, dass sich auch die elastischen Konstanten mit der Zusammensetzung verändern. Diese Gleichung vereinfacht sich zu einer linearen Gleichung unter der Annahme, dass die elastischen Konstanten und damit auch R_b konstant bleiben. In diesem Fall lautet die Lösung:

$$x = \frac{a_0(\text{AlGaIn})(c_0(\text{AlGaIn}) - c_0(\text{GaIn})) + c_0(\text{AlGaIn})R_b(a_0(\text{AlGaIn}) - a_0(\text{GaIn}))}{a_0(\text{AlGaIn})(c_0(\text{AlIn}) - c_0(\text{GaIn})) + c_0(\text{AlGaIn})R_b(a_0(\text{AlIn}) - a_0(\text{GaIn}))} . \quad (107)$$

Verzeichnis der verwendeten Quellen

- [Abl04] A. Able, Untersuchungen zur metallorganischen Gasphasenepitaxie von Gruppe III-Nitriden auf Silizium (111), Dissertation, Universität Regensburg 2004.
- [Adr06] T. Adrega, V. Chu und J. P. Condea, *Appl. Phys. Lett.* **89** (2006) S. 143109.
- [aix05] *Betriebshandbuch für die MOCVD-Anlage AIX200RF 700028*, Stand 2005.
- [Ama86] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki und Y. Toyoda, *Appl. Phys. Lett.* **48** (1986) S. 353.
- [Ama98] H. Amano, M. Iwaya, T. Kashima, M. Kasturagawa, I. Akasaki, J. Han, S. Hearne, J. A. Floro, E. Chason und J. Figiel, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) S. L1540.
- [Ama99] H. Amano, M. Iwaya, N. Hayashi, T. Kashima, S. Nitta, C. Wetzel und I. Akasaki, *phys. stat. sol. (b)* **216** (1999) S. 683.
- [Ama99] H. Amano, M. Iwaya, N. Hayashi, T. Kashima, M. Katsuragawa, T. Takeuchi, C. Wetzel und I. Akasaki, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **4S1** (1999) S. G10.1.
- [Amb98] O. Ambacher, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** (1998) S.2653.
- [Amb99] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger und J. Hilsenbeck, *J. Appl. Phys.* **85** (1999) S. 3222.
- [Amb02] O. Ambacher, J. Majewski, C. Minskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff und L. F. Eastmann, *J. Phys. Condens. Mat* **14** (2002) S. 3399.
- [Amb03] O. Ambacher, M. Eickhoff, A. Link, M. Hermann, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, Y. Smorchkova, J. Speck, U. Mishra, W. Schaff, V. Tilak und L. F. Eastmann, *phys. stat. sol. (c)* **0** (2003) S. 1878.
- [ans08] www.ansys.com/MEMS.
- [Anw06] A. F. M. Anwar, R.T. Webster und K. V. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **88** (2006) S. 203510.
- [Aro08] A. Arora, P. J. George, A. Arora, V. K. Dwivedi und V. Gupta, *Sens. & Transducers J.* **91** (2008) S. 70.
- [Bal04] R. S. Balmer, K. P. Hilton, K. J. Nash, M. J. Uren, D. J. Wallis, D. Lee, A. Wells, M. Missous und T. Martin, *Semicond. Sci. Technol.* **19** (2004) S. L65.
- [Bel07] E. Bellotti, F. Bertazzi und M. Goano, *J. Appl. Phys.* **101** (2007) S. 123706.
- [Ber02] F. Bernardini und V. Fiorentini, *Appl. Phys. Lett.* **80** (2002) S. 4145.
- [Ber97] R. Berger, Ch. Gerber, H. P. Lang und J. K. Gimzewski, *Microelectronic Engineering* **35** (1997) S. 373.
- [Bie04] A. Bietsch, J. Zhang, M. Hegner, H. P. Lang und Ch. Gerber, *Nanotechnology* **15** (2004) S. 873.
- [Bju04] J. Bjurström, D. Rosen, I. Katardjiev, V. M. Yanchev und I. Petrov, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* **51** (2004) S. 1347.
- [Boo98] J.-H. Boo, S. A. Ustin und W. Ho, *J. Cryst. Growth* **189/190** (1998) S. 183.
- [Böt01] T. Böttcher, S. Einfeldt, S. Figge, R. Chierchia, H. Heinke und D. Hommel, *Appl. Phys. Lett.* **78** (2001) S. 1976.
- [Bou03] T. Boufaden, N. Chaaben, M. Christophersen und B. El Jani, *Microel. Journ.* **34**

- (2003) S. 843.
- [Bri01] A. N. Bright, P. J. Thomas, M. Weyland, D. M. Tricker, R Davies und C. J. Humphreys, *J. Appl. Phys.* **89** (2001) S. 3143.
- [Bro02] J. D. Brown, R. Borges, E. Piner, A. Vescan, S. Singhal und R. Therrien, *Solid-State Electronics* **46** (2002) S. 1535.
- [Bru07] K. Brückner, V. Cimalla, F. Niebelschütz, R. Stephan, K. Tonisch, O. Ambacher und M. A. Hein, *J. Micromech. Microeng.* **17** (2007) S.2016.
- [Bru08] K. Brückner, F. Niebelschütz, K. Tonisch, S. Michael, A. Dadgar, A. Krost, V. Cimalla, O. Ambacher, R. Stephan und M. A. Hein, *Appl. Phys. Lett.* **93** (2008) S. 173504.
- [Bru09] K. Brückner: Mikro- und nanoelektromechanische Resonatoren für sensorische und hochfrequenzschaltungstechnische Anwendungen, TU Ilmenau, Dissertation, 2009.
- [Bru09b] K. Brückner, F. Niebelschütz, K. Tonisch, R. Stephan, V. Cimalla, O. Ambacher und M. A. Hein, *Proceeding der IEEE MEMS Conference, Sorrento, Italien, 25.-29.01.2009.*
- [Buc03] C. Buchheim: Photoreflexion an AlGaIn/GaN-Heterostrukturen mit polarisationsinduziertem zweidimensionalen Elektronengas, TU Ilmenau, Diplomarbeit, 2003.
- [Buc08] C. Buchheim, R. Goldhahn, G. Gobsch, K. Tonisch, V. Cimalla, F. Niebelschütz und O. Ambacher, *Appl. Phys. Lett.* **92** (2008) S. 013510.
- [Car97] J. C. Carrano, P. A. Grudowski, C. J. Eiting, R. D. Dupuis und J. C. Campbell, *Appl. Phys. Lett.* **70** (1997) S. 1992.
- [Car00] C. A. Carosella, B. Molnar, S. Schiestel und J. A. Sprague, *MRS Internet J. of Nitride Semicond. Res.* **5S1** (2000) S. W11.70.
- [Cha06] N. Chaturvedi, U. Zeimer, J. Würfl und G. Tränkle, *Semicond. Sci. Techn.* **21** (2006) S.175.
- [Che02] X. F. Chen, T. Kato und N. Sawaki, *J. Cryst. Growth* **240** (2002) S.34.
- [Che06] J. Chen, J. F. Wang, H. Wang, J. J. Zhu, S. M. Zhang, D. G. Zhao, D. S. Jiang, H. Yang, U. Jahn und K. H. Ploog, *Semicond. Sci Technol.* **21** (2006) S. 1229.
- [Chu00] C.-F. Chu, C. C. Yu, Y. K. Wang, J. y. Tsai, F. I. Lai und S. C. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) S. 3423.
- [Cim06] V. Cimalla, C. Förster, F. Will, K. Tonisch, K. Brückner, R. Stephan, M. Hein, O. Ambacher und E. Aperathitis, *Appl. Phys. Lett.* **88** (2006) S. 253501.
- [Cim06b] I. Cimalla, Ch. Förster, V. Cimalla, V. Lebedev, D. Cengher und O. Ambacher, *phys. stat. sol. (c)* **3** (2006) S. 1767.
- [Cim07] V. Cimalla, J. Pezoldt und O. Ambacher, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** (2007) S. 6386.
- [Cim07b] V. Cimalla, F. Will, K. Tonisch, C. Förster, K. Brückner, I. Cimalla, T. Friedrich, J. Pezoldt, R. Stephan, M. Hein und O. Ambacher, *Sens. Actuators B* **126** (2007) S. 24.
- [Cim07c] I. Cimalla, F. Will, K. Tonisch, M. Niebelschütz, V. Cimalla, V. Lebedev, G. Kittler, M. Himmerlich, S. Krischok, J. A. Schäfer, M. Gebinoga, A. Schober, T. Friedrich und O. Ambacher, *Sens. Actuat. B* **123** (2007) S. 740.
- [Cle01] A. N. Cleland, M. Pophoristic und I. Ferguson, *Appl. Phys. Lett.* **79** (2001) S. 2070.
- [Con02] O. Contreras, F. A. Ponce, J. Christen, A. Dadgar und A. Krost, *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002) S. 4712.
- [Cra00] H. G. Craighead, *Science* **290** (2000) S. 1532.

- [Dad00] A. Dadgar, J. Bläsing, A. Diez, A. Alam, M. Heuken und A. Krost, *Jpn. J. Appl. Phys.* **39** (2000) S. L1183.
- [Dad03] A. Dadgar, A. Strittmatter, J. Bläsing, M. Poschenrieder, O. Contreras, P. Veit, T. Riemann, F. Bertram, A. Reiher, A. Krtschil, A. Diez, T. Hempel, T. Finger, A. Kasic, M. Schubert, D. Bimberg, F. A. Ponce, J. Christen und A. Krost, *phys. stat. sol. (c)* **0** (2003) S. 1583.
- [Dad03a] A. Dadgar, M. Poschenrieder, A. Reiher, J. Bläsing, J. Christen, A. Krtschil, T. Finger, T. Hempel, A. Diez und A. Krost, *Appl. Phys. Lett.* **82** (2003) S. 28.
- [Dad07] A. Dadgar, F. Schulze, M. Wienecke, A. Gadancz, J. Bläsing, P. Veit, T. Hempel, A. Diez, J. Christen und A. Krost, *New J. Phys.* **9** (2007) S. 389.
- [Dav98] S. Y. Davydov, Y. E. Kitaev, I. N. Goncharuk, A. N. Smirnov, J. Graul, O. Semchikova, D. Uffmann, M. B. Smirnov, A. P. Mirgorodsky und R. A. Evarestov, *Phys. Rev. B* **58** (1998) S. 12899.
- [Dav99] S. Y. Davydov, and A. V. Solomonov, *Techn. Phys. Lett.* **25** (1999) S. 601.
- [Dav01] R. F. Davis, T. Gehrke, K. J. Linthicum, E. Preple, P. Rajagopal, C. Ronning, C. Zorman und M. Mehregany, *J. Cryst. Growth* **231** (2001) S. 335.
- [Dav04] S. Davies, T. S. Huang, M. H. Gass, A. J. Papworth, T. B. Joyce und P. R. Chalker, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) S. 2566.
- [DeC08] E. A. DeCuir, M. O. Manasreh, E. Tschumak, J. Schörmann, D. J. As und K. Lischka, *Appl. Phys. Lett.* **92** (2008) S. 201910.
- [Deg98] C. Deger, E. Born, H. Angerer, O. Ambacher, M. Stutzmann, J. Hornsteiner, E. Riha und G. Fischerauer, *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998) S. 2400.
- [Deg99] T. Deguchi, D. Ichiryu, K. Toshikawa, K. Sekiguchi, T. Sota, R. Matsuo, T. Azuhata, M. Yamaguchi, T. Yagi, S. Chichibu und S. Nakamura, *J. Appl. Phys.* **86** (1999) S. 1860.
- [DeV01] D. L. DeVoe, *Sens. Act. A* **88** (2001) S. 263.
- [Don06] Z. Dong, C. Xue, H. Zhuang, H. Gao, D. Tian und Y. Wu, *Rare Metals* **25** (2006) S. 96.
- [Du05] J. Du, W. H. Ko, M. Mehregany und C. A. Zorman, *Proc. 4th IEEE Conference on Sensors* (2005) S. 1268.
- [Eas97] L. Eastman, K. Chu, W. Schaff, M. Murphy, N. G. Weimann und T. Eustis, *MRS Internet J. Nitride Semicon. Res.* **2** (1997) S. 17.
- [Eic01] M. Eickhoff, O. Ambacher, G. Krötz und M. Stutzmann, *J. Appl. Phys.* **90** (2001) S. 3383.
- [Eki04] K. L. Ekinci, X. M. H. Huang und M. L. Roukes, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) S. 4469.
- [Eki05] K. L. Ekinci und M. L. Roukes, *Rev. Sci. Instrum.* **76** (2005) S. 061101.
- [Etz01] E. V. Etzkorn und D. R. Clarke, *J. Appl. Phys.* **89** (2001) S. 1025.
- [Fay02] M. W. Fay G. Moldovan, P. D. Brown, I. Harrison, J. C. Birbeck, B. T. Hughes, M. J. Uren und T. Martin, *J. Appl. Phys.* **92** (2002) S. 94.
- [Fel01] E. Feltin, B. Beaumont, M. Laugt, P. de Mierry, P. Vennegues, H. Lahreche, M. Leroux und P. Gipart, *Appl. Phys. Lett.* **79** (2001) S. 3230.
- [Fel01b] E. Feltin, B. Beaumont, M. Laügt, P. de Mierry, P. Vennegues, M. Leroux und P. Gibart, *phys. stat. sol. (a)* **188** (2001) S. 531.

- [Fel03] E. Feltn, B. Beaumont, P. Vennegues, M. Vaille, P. Gipart, T. Riemann, J. Christen, L. Dobos und B. Pecz, *J. Appl. Phys.* **93** (2003) S. 182.
- [Fic07] N. A. Fichtenbaum, C. Schaaake, T. E. Mates, C. Cobb, S. Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, *Appl. Phys. Lett.* **91** (2007) S. 172105.
- [Fic08] N. A. Fichtenbaum, T. E. Mates, S. Keller, S. P. DenBaars und U. K. Mishra, *J. Cryst. Growth* **310** (2008) S. 1124.
- [Fle96] J. R. Flemish und K. Xie, *J. Electrochem. Soc.* **143** (1996) S. 2620.
- [Foc04] C. Förster, V. Cimalla, R. Kosiba, G. Ecke, P. Weih, O. Ambacher und J. Pezoldt, *Mat. Sci. Forum* **457-460** (2004) S. 821.
- [Foc05] C. Förster : Mikro- und Nanoelektromechanische Resonatoren für die Sensorik, Dissertation, TU Ilmenau 2005.
- [Foc06] C. Förster, V. Cimalla, V. Lebedev, J. Pezoldt, K. Brückner, R. Stephan, M. Hein, E. Aperathitis und O. Ambacher, *phys. stat. sol. (a)* **203** (2006) S. 1829.
- [Fra58] W. Franz, *Z. Naturforsch.* 13a (1958) S. 484.
- [Fu00] Y. Fu, D. A. Gulino und R. Higgins, *J. Vac. Sci. Technol. A* **18** (2000) S. 965.
- [Fu06] Y. Fu, F. Yun, Y. T. Moon, Ü. Özgür, J. Q. Xie, X. F. Ni, N. Biyikli, H. Morcoc, L. Zhou, D. J. Smith, C. K. Inoki und T. S. Kuan, *J. Appl. Phys.* **99** (2006) S. 033518.
- [Gao03] D. Gao, M. B. J. Wijesundara, C. Carraro, C. W. Low, R. T. Howe und R. Maboudian, 12th Int. Conf. Transducers Solid-State Sensor Actuators and Microsystems (Boston, MA, 8–12 June 2003) **2** (2003), S. 1160.
- [Gar01] J. W. Gardner, V. K. Varadan und O. O. Awadelkarim: *Microsensors, MEMS and Smart Devices*, Wiley Verlag, Chichester 2005, 3. Aufl.
- [Gho03] B. K. Ghosh, T. Tanikawa, A. Hashimoto, A. Yamamoto und Y. Ito, *J. Cryst. Growth* **249** (2003) S. 422.
- [Gol07] R. Goldhahn, A. T. Winzer, A. Dadgar, A. Krost, O. Weidemann und M. E. Eickhoff, *phys. stat. sol. (a)* **204** (2007) S. 447.
- [Gör98] L. Görgens: *Untersuchungen von Verspannungen in Gruppe III-Nitriden mit hochauflösender Röntgendiffraktometrie*, TU München, Diplomarbeit, 1998.
- [Göt96] W. Götz, N. M. Johnson, J. Walker, D. P. Bour und R. A. Street, *Appl. Phys. Lett.* **68** (1996) S. 667.
- [Gra96] N. Grandjean, J. Massies und M. Leroux, *Appl. Phys. Lett.* **69** (1996) S. 2071.
- [Gro08] M. Grodzicki, P. Mazir, S. Zuber, G. Urbanik und A. Ciszewski, *Thin Solid Films* **516** (2008) S. 7530.
- [Gup04] A. Gupta, D. Akin und R. Bashir, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) S. 1976.
- [Gup06] A. Gupta, P. R. Nair, D. Akin, M. R. Landish, S. Broyles, M. Alam und R. Bashir, *Proc. Nat. Acad. of Sci.* **103** (2006) S. 13363.
- [Guy99] I. L. Guy, S. Muensit und E. M. Goldys, *Appl. Phys. Lett.* **75** (1999) S. 4133.
- [Hag01] P. R. Hagemann, S. Haffouz, V. Kirilyuk, A. Gregorczyk und P. K. Larsen, *phys. stat. sol. (a)* **188** (2001) S. 523.
- [Has99] T. Hashimoto, M. Yuri, M. Ishida, Y. Terakoshi, O. Imafuji, T. Sugino und K. Itoh, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) S. 6605.
- [Hau06] C. Haupt: *Prozessierung von Nanostrukturen mit Hilfe der Elektronenstrahlithographie*, Diplomarbeit, TU Ilmenau, 2006.

- [Hea99] S. Hearne, E. Chason, J. Han, J. A. Floro, J. Figiel und J. Hunter, *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999) S. 356.
- [Hir91] K. Hiramatsu, S. Itoh, H. Amano, I. Akasaki, N. Kuwano, T. Shiraishi und K. Oki, *J. Cryst. Growth* **115** (1991) S. 628.
- [Ho99] J.-K. Ho, C.-S. Jong, C.-C. Chiu, C.-N. Huang, C.-Y. Chen und K.-K. Shih, *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999) S. 1275.
- [Hok05] W. E. Hoke, A. Torabi, J.J. Mosca, R. B. Hallock und T. D. Kennedy, *J. Appl. Phys.* **98** (2005) S. 084510.
- [Hon02] Y. Honda, Y. Kuroiwa, M. Yamaguchi und N. Sawaki, *Appl. Phys. Lett.* **80** (2002) S. 222.
- [Hon02a] Y. Honda, Y. Kuroiwa, M. Yamaguchi und N. Sawaki, *J. Cryst. Growth* **242** (2002) S. 77.
- [Hon99] J. Hong, R. J. Shul, L. Zhang, L. F. Lester, H. Cho, Y. B. Hahn, D. C. Hays, K. B. Jung, S. J. Pearton, Z. M. Zetterling und M. Östling, *J. Electron. Mater.* **28** (1999) S. 196.
- [Hua03] X. M. H. Huang: Ultrahigh and microwave frequency nanomechanical systems, PhD Thesis, California Institute of Technology, 2004.
- [Hua04] Y. Huang, X. D. Chen, S. Fung, C. B. Beling, C.C. Ling, Z. F. Wei, S. J. Xu und C. Y. Zhi, *J. Appl. Phys.* **96** (2004) S. 1120.
- [Hua04b] X. M. H. Huang, C. A. Zorman, M. Mehregany und M. L. Roukes, *Nature* **421** (2003) S. 496, siehe auch: X. M. H. Huang, C. A. Zorman, M. Mehregany und M. L. Roukes, *Transducers'03 Digest of Techn. Papers (Boston, MA)* **1** (2003) S. 722.
- [Hul00] B. A. Hull und S. E. Mohney, *Appl. Phys. Lett.* **76** (2000) S. 2271.
- [Hut62] A. R. Hutson und D. L. White, *J. Appl. Phys.* **33** (1962) S. 40.
- [Ibb00] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck und U. K. Mishra, *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) S. 250.
- [Ili04] B. Ilic, Y. Yang und H. G. Craighead, *Appl. Phys. Lett. B* **85** (2004) S. 2604.
- [Ili04a] B. Ilic, H. G. Craighead, S. Krylov, W. Senaratne, C. Ober und P. Neuzil, *J. Appl. Phys.* **95** (2004) S. 3694.
- [Ili05] B. Ilic, Y. Yang, K. Aubin, R. Reichenbach, S. Krylov und H. G. Craighead, *Nanoletters* **5** (2005) S. 925.
- [Ino03] C. K. Inoki, T. S. Kuan, A. Lee, A. Sagar, E. M. Feenstra, D. D. Koleske, D. J. Diaz, P. W. Bohn und I. Adesida, *J. of Elec. Mater.* **32** (2003).
- [Iwa98] M. Iwaya, T. Takeuchi, S. Yamaguchi, C. Wetzel, H. Amano und I. Akasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) S. L316.
- [Jai00] S. C. Jain, M. Willander, J. Narayan, R. Van Overstraeten, *J. Appl. Phys.* **87** (2000) S. 965.
- [Jan99] J.-S. Jang, I.-S. Chang, H.-K. Kim, T.-Y. Seong, S. Lee und S.-J. Park, *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999) S. 70.
- [Jar04] P. Javorka: Fabrication and Characterization of AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors, Dissertation, RWTH Aachen, 2004.
- [Jeg05] K. Jeganathan, M. Shimizu und H. Okumura, *Appl. Phys. Lett.* **86** (2005) S. 191908.
- [Jeo03] C. H. Jeong, D. W. Kim, H. Y. Lee, H. S. Kim, Y. J. Sung und G. Y. Yeom, *Surf. Coat.*

- Techn. **171** (2003) S. 280.
- [Jin06] L. Jing, R. Cheung, J. Hedley, M. Hassan, A. J. Harris, J. S. Burdess, M. Mehregany und C. A. Zorman, *Sensors Actuators A* **128** (2006) S. 376.
- [Jog02] B. Jogai, *J. Appl. Phys.* **91** (2002) S. 3721.
- [Jog03] B. Jogai, *J. Appl. Phys.* **93** (2003) S. 1631.
- [Jog03b] B. Jogai, J. D. Albrecht und E. Pan, *J. Appl. Phys.* **94** (2003) S. 6566.
- [Kal03] N. E. Kaluza: MOVPE Growth and Characterization of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ Heterostructures for HEMT Application, Dissertation, RWTH Aachen, 2003.
- [Kam96] K. Kamiya, *Japan. J. Appl. Phys.* **34** (1996), S. 4421.
- [Kar01] U. Karrer: Schottky-Dioden auf Galliumnitrid: Eigenschaften und Anwendungen in der Sensorik, Dissertation, TU München, 2001.
- [Kat96] R. Kato und J. Hama, *J. Phys.: Condens. Matter* **6** (1994) S. 7617.
- [Kau00] U. Kaufmann, P. Schlotter, H. Obloh, K. Kohler und M. Maier, *Phys. Rev. B* **62** (2000) S. 10867.
- [Kel58] L. V. Keldysh, *Sov. Phys. - JETP* **34** (1958) S. 788.
- [Kel96] S. Keller, B. P. Keller, Y. Wu, B. Heying, D. Kapolnek, J. S. Speck, U. K. Mishra und S. P. DenBaars, *Appl. Phys. Lett.* **68** (1996) S. 1525.
- [Kim02] K. H. Kim, C. M. Jeon, S. H. Oh, C. G. Park, J. H. Lee, K. S. Lee, J.-L. Lee, *phys. stat. sol (c)* **0** (2002) S. 223.
- [Kim06] D. K. Kim und C. B. Park, *J. Korean Phys. Soc.* **49** (2006) S. 1497.
- [Kim94] K. Kim, W. L. R. Lambrecht und B. Segall, *Phys. Rev B* **50** (1994) S. 1502.
- [Kim96] K. Kim, W. R. L. Lambrecht und B. Segall, *Phys. Rev. B* **53** (1996) S. 16310.
- [Kim98] J.-K. Kim, J.-L. Lee, J. W. Lee, H. E. Shin, Y. J. Park und T. Kim, *Appl. Phys. Lett.* **73** (1998) S.2953.
- [Kim99] K. S. Kim, K. Y. Lim und H. J. Lee, *Semicond. Sci. Technol.* **14** (1999) S. 557.
- [Kim99b] J. H. Kim, S. C. Choi, K. S. Kim, G. M. Yang, C. H. Hong, K. Y. Lim und H. J. Lee, *J. Appl. Phys.* **38** (1999) S. 2721.
- [Kle06] Th. Klein: Modulationsspektroskopie an GaN und AlGa_N/Ga_N-Heterostrukturen, TU Ilmenau, Diplomarbeit, 2006.
- [Kob98] Y. Kobayashi, T. Akasaka und N. Kobayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) S. L1208.
- [Kol05] G. Koley und M. G. Spencer, *Appl. Phys. Lett.* **86**(2005) S. 042107.
- [Kol08] L. Kolaklieva, R. Kakanakov, V. Cimalla, S. Maroldt, F. Niebelschütz, K. Tonisch und O. Ambacher, Proc. 26th International Conference on Microelectronics (MIEL2008), Nis, Serbia, 11-14th May, 2008.
- [Kom06] J. Komiyama, Y. Abe, S. Suzuki und H. Nakanishi, *Appl. Phys. Lett.* **88** (2006) S. 091901.
- [Kom06a] J. Komiyama, Y. Abe, S. Suzuki und H. Nakanishi, *J. Appl. Phys.* **100** (2006) S. 033519.
- [Koz95] T. Kozawa, T. Kachi, H. Kano, H. Nagase, N. Koide und K. Manabe, *J. Appl. Phys.* **77** (1995) S. 4389.
- [Kuh02] B. Kuhn: AlGa_N/Ga_N Heterostrukturen: Epitaxie und elektrische Eigenschaften, Universität Stuttgart, Dissertation, 2002.

- [Kur04] S. R. Kurtz, A. A. Allerman, D. D. Koleske, A. G. Baca und R. D. Briggs, *J. Appl. Phys.* **95** (2004) S. 1888.
- [Lah01] H. Lahreche, G. Nataf, E. Feltin, B. Beaumont und P. Gipart, *J. Cryst. Growth* **231** (2001) S. 329.
- [Laz04] M. Lazar, H. Vang, P. Brosselard, C. Raynaud, P. Cremillieu, J.-L. Leclerq, A. Deschamps, S. Scharholz und D. Planson, *Superlattices Microstruct.* **40** (2004) S. 388.
- [Lee01] J. H. Lee, S. H. Yoo, Y. K. Lee, C. G. Kim, Y. S. Yang, Y. Kim und H. Jeon, *J. Korean Phys. Soc.* **39** (2001) S. S0.
- [Lee99] S. R. Lee, A. F. Wright, M. H. Crawford, G. H. Petersen, J. Han und R. M. Biefeld, *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999) S. 3344.
- [Li05] L. Li, P. Kumar, L. Calhoun und D. L. DeVoe, *Proc. IEEE MEMS* (2005) S. 379.
- [Lin05] Y.-J. Lin, *Appl. Phys. Lett.* **86** (2005) S. 122109.
- [Lin94] M. E. Lin, Z. Ma, F. Y. Huang, Z. F. Fan, L. H. Allen und H. Morkoc, *Appl. Phys. Lett.* **64** (1994) S. 1003.
- [Liu02] L. Liu und J. H. Edgar, *Mat. Sci. and Engin. R* **37** (2002) S. 61.
- [Liu02b] Y. Liu, M. Z. Kauser, M. I. Nathan, P. P. Ruden, A. M. Dabiran, B. Hertog und P. P. Chow, *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002) S. 3398.
- [Liu04] Y. Liu, M. Z. Kauser, M. I. Nathan, P. P. Ruden, S. Dogan, H. Morkoc, S. S. Park und K. Y. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) S. 2112.
- [Liu06] Y. Liu, P. P. Ruden, Y. Xie, H. Morkoc und K. A. Son, *Appl. Phys. Lett.* **88** (2006) S. 013505.
- [Liu97] Q. Z. Liu, L. S. Yu, F. Deng, S. S. Lau, Q. Chen, J. W. Yang und M. A. Khan, *Appl. Phys. Lett.* **64** (1997) S. 1658.
- [Lor00] K. Lorenz, M. Gonsalves, W. Kim, V. Narayana und S. Mahajan, *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) S. 3391.
- [Lue00] C. M. Lueng, H. L. Chan, C. Surya und C. L. Choy, *J. Appl. Phys.* **88** (2000) S. 5360.
- [Lur86] S. Luryi und E. Suhir, *Appl. Phys. Lett.* **49** (1986) 140.
- [Lut93] B. P. Luther, J. Ruzyllo und D. L. Miller, *Appl. Phys. Lett.* **63** (1993) S. 171.
- [Lys05] S. E. Lyshevski: *Nano- and Micro-Electromechanical Systems: Fundamentals of Nano- and Microengineering*, FloridaCRC Press, Boca Raton, 2005.
- [Mar04] F. Martin, P. Muralt, M. A. Dubois und A. Pezous, *J. Vac. Sci Technol A* **22** (2004) S. 361.
- [Mar06] St. Maroldt: *Charakterisierung und Optimierung von AlGaN/GaN- Heterostrukturen für elektronische Bauelemente*, TU Ilmenau, Diplomarbeit, 2006.
- [Mas07] S. C. Masmanidis, R. B. Karabalin, I. De Vlaminck, G. Borghs, M. R. Freeman und M. L. Roukes, *Science* **317** (2007) S. 780.
- [Mat01] A. Matoussi, T. Boufaden, A. Missaoui, S. Guermazi, B. Bessais, Y. Mlik und B. El Jani, *Microel. Journ.* **32** (2001) S. 995.
- [Mc93] L. E. McNeil, M. Grimsditch und R. H. French, *J. Am. Ceram. Soc.* **76** (1993) S. 1132.
- [Mei01] D. Meister: *Elektrische und optische Charakterisierung von Galliumnitrid*, Justus-Liebig-Universität Gießen, Dissertation, 2001.
- [Met97] T. Metzger: *Strukturelle Charakterisierung von Gruppe III-Nitriden*, TU München,

- Dissertation, 1997.
- [Mil95] J. R. Mileham, S. J. Pearton, C. R. Abernathy, J. D. MacKenzie, R. J. Shul und S. P. Kilcoyne, *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) S. 1119.
- [Mil96] J. R. Mileham, S. J. Pearton, C. R. Abernathy, J. D. MacKenzie, R. J. Shul und S. P. Kilcoyne, *J. Vac. Sci. Technol. A* **14** (1996) S. 836.
- [Mis01] A. Missaoui, M. Saadoun, T. Boufaden, B. Bessais, A. Rebey, H. Ezzaouia und B. El Jani, *Mat. Sci. and Engin. B* **82** (2001) S. 98.
- [Mis02] A. Missaoui, H. Ezzaouia, B. Bessais, T. Boufaden, A. Matoussi, M. Bouaicha und B. El Jani, *Mat. Sci. and Engin.* **93** (2002) S. 102.
- [Mis05] D. Mistele, O. Katz, A. Horn, G. Bahir und J. Salzmann, *Semicond. Sci. Technol.* **20** (2005) S. 972.
- [Mit99] A. M. Mitchell: Einfluss der Kristallpolarität auf die strukturellen und elektronischen Eigenschaften von GaN/AlGaN Heterostrukturen und Feldeffekttransistoren, TU München, Diplomarbeit, 2004.
- [Mit06] S. Mita, R. Collazo, R. Schlessler und Z. Sitar, in *GaN, AlN, InN and Related Materials, Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* 892, Warrendale, PA, 2006, Nr. 0892-FF27-06.
- [Mon08] B. Monemar, P. P. Paskov, J. P. Bergman, A. A. Toropov, T. V. Shubina, T. Malinauskas und A. Usui, *phys. stat. sol. (b)* **9** (2008) S. 1723.
- [Muc03] F. Much: Modeling and Simulation of Strained Heteroepitaxial Growth, Dissertation, Universität Würzburg, 2003.
- [Mue98] S. Muensit und I. L. Guy, *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998) S. 1896.
- [Mye04] S. M. Myers und C. H. Seager, *J. Appl. Phys.* **95** (2004) S. 520.
- [Nai00] R. S. Naik, J. J. Lutsky, R. Reif, C. G. Sodini, A. Becker, L. Fetter, H. Huggins, R. Miller, J. Pastalan, G. Rittenhouse und Y.-H. Wong, *IEEE Transactions of Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* **47** (2000) S. 292.
- [Nak04] Y. Nakano und O. Fujishima und T. Kachi, *J. Appl. Phys.* **96** (2004) S. 415.
- [Nak91] S. Nakamura, *Jpn. J. Appl. Phys.* **30** (1991) S. L1705.
- [Nat65] H. C. Nathanson und R. A. Wickstrom, *Appl. Phys. Lett.* **7** (1965) S. 84.
- [Nat67] H. C. Nathanson, W. E. Newell, R. T. Wickstrom und J. R. Davis, *IEEE Trans. Electron Devices* **14** (1967) S. 117.
- [Neu95] J. Neugebauer und C. G. Van der Walle, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) S. 4452.
- [nex] NEXTNANO3 device simulator: Das Programm ist erhältlich unter www.WSI.tum.de/nextnano3 und www.nextnano.de.
- [Nis83] S. Nishino, J.A. Powell und H.A. Will, *Appl. Phys. Lett.* **42** (1983) 460.
- [Nie05] F. Niebelschütz (geb. Will): Mikro- und nanoelektromechanische Resonatoren für die Sensorik, TU Ilmenau, Diplomarbeit, 2005.
- [Nie08] F. Niebelschütz, V. Cimalla, K. Brückner, R. Stephan, K. Tonisch, M. Hein und O. Ambacher, *Proc. IMechE Part N: Nanoengineering and Nanosystems* **221** (2008) S. 59.
- [Nie08b] F. Niebelschütz, V. Cimalla, K. Tonisch, C. Haupt, K. Brückner, R. Stephan, M. A. Hein und O. Ambacher, *phys. stat. sol (c)* **5** (2008) S. 1914.
- [Nie09] F. Niebelschütz: Mikro- und Nanostrukturierungstechniken zur Herstellung von MEMS aus Halbleitern großer Bandlücke, TU Ilmenau, Dissertation, 2009.

- [Nye92] J. F. Nye: Physical properties of crystals and their representation by tensors and matrices, Clarendon Press, Oxford, 1992.
- [Oka96] Y. Okamoto, M. Saito and A. Oshiyama, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) S. L807.
- [Oko03] R. S. Okojie, G. C. Fralick, G. J. Saad, C. A. Blaha, J. J. Adamczyk and J. M. Feiereisen, *Transducers'03 12th Int. Conf. On Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, Digest of Techn. Papers (Boston, MA)* **1** (2003) S. 400.
- [Pal06] T. Palcios, L. Shen, S. Keller, A. Chakraborty, S. Heikman, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, J. Liberis, O. Kiprijanovic und A. Matulionis, *Appl. Phys. Lett.* **89** (2006) S. 073508.
- [Pla05] M. Placidi, P. Godignon, N. Mestres, J. Esteve, G. Ferro, A. Leycuras und T. Chassagne, *CAS 2005 Proc. Int. Semicond. Conf. (Sinaia, Romania)* **2** (2005) S. 349.
- [Pol96] A. Polian, M. Grimsditch und I. Grzegory, *J. Appl. Phys.* **79** (1996) S. 3343.
- [Pol98] D. L. Polla und L. F. Francis, *Annu. Rev. Mater. Sci.* **28** (1998) S. 563.
- [Pol06] T. Polster: AIN als piezoelektrisches Funktionsmaterial in der Mikrosystemtechnik, Diplomarbeit, TU Ilmenau, 2006.
- [Qha04] R. S. Qualid Fareed, V. Adivarahan, C. Q. Chen, S. Rai, E. Kuokstis, J. W. Wang, M. A. Khan, J. Caissie und R. J. Molnar, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) S. 696.
- [Roa75] R. J. Roark und W. C. Young: *Formulas for Stress and Strain*, McGraw-Hill, New York, 1975.
- [Ree01] R.R. Reeber und K. Wang, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **6** (2001) S. 3.
- [Rid00] B. Ridley, O. Ambacher und L. Eastman, *Semicond. Sci. Technol.* **15** (2000) S. 270.
- [Rod01] B. J. Rodriguez, D. J. Kim, A. I. Kingon, and R. J. Nemanich, GaN und related alloys, *MRS Symposia Proceedings* **693**, Pittsburgh, 2001, S. 571.
- [Rog00] W. Rogge: MOCVD von Gruppe III-Nitriden mit Einkomponentenvorstufen, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2000.
- [Rom00] L. T. Romano, C. G. Van de Walle, J. W. Ager III, W. Götz und R. S. Kern, *J. Appl. Phys.* **87** (2000) S. 7745.
- [Rom01] L. T. Romano, M. Kneissl, J. E. Northrup, C. G. Van der Walle und D. W. Treat, *Appl. Phys. Lett.* **79** (2001) S. 2734.
- [Rui94] E. Ruiz, S. Alvarez und P. Alemany, *Phys. Rev. B* **49** (1994) S. 7115.
- [Ruv96] S. Ruvimov, Z. Lilienthal-Weber, J. Washburn, K. J. Duxstad, E. E. Haller, Z.-F. Fan, S. N. Mohammad, W. Kim, A. E. Botchkarev und H. Morkoc, *Appl. Phys. Lett.* **69** (1996) S. 1556.
- [Sak06] S. A. Sakwe, R. Müller und P. J. Wellmann, *J. Cryst. Growth* **289** (2006) S. 520.
- [San94] J. L. Sanchez-Rojas, A. Sacedon, F. Gonzalez-Sanz, E. Calleja und E. Munoz, *Appl. Phys. Lett.* **65** (1994) S. 16.
- [Sav78] V. A. Savastenko und A. U. Sheleg, *phys. stat. sol. (a)* **48** (1978) S. K135.
- [Sch97] R. B. Schwarz, K. Khachaturyan und E. R. Weber, *Appl. Phys. Lett.* **70** (1997) S. 1122.
- [Sch99] M. Schuster, P. O. Gervais, B. Jobst, W. Höslner, R. Averbeck, H. Riecherts, A. Iberl und R. Stömer, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** (1999) S. A56.
- [Sch01] S. Schiestel, B. Molnar, C. A. Carosella, D. Knies, R. M. Strond und K. Edinger, *Mat Sci Engineering B* **82** (2001) S. 111.

- [Sch07] J. Schörmann: Cubic AlGaIn/GaN structures for device application, Dissertation, Universität Paderborn, 2007.
- [Sed08] A. Sedhain, N. Nepal, M. L. Nakarmi, T. M. Al Tahtamouni, J. Y. Lin, H. X. Jiang, Z. GU und J. H. Edgar, *Appl. Phys. Lett.* **93** (2008) S. 041905.
- [Seg06] D. Segev und C. G. Van der Walle, *Europhys. Lett.* **76** (2006) S. 305.
- [Shi98] K. Shimada, T. Sota und K. Suzuki, *J. Appl. Phys.* **84** (1998) S. 4951.
- [Shu96] M. S. Shur, B. Gelmont und A. Khan, *J. Electronic Matter* **25** (1996) S. 777.
- [Smo99] I. P. Smorchkova, C. R. Elsass, J. P. Ibbetson, R. Vetry, B. Heying, P. Fini, E. Haus, S. P. DenBaars, J. S. Speck und U. K. Mishra, *J. Appl. Phys.* **86** (1999) S. 4520.
- [Spi05] L. Spieß, R. Schwarzer, H. Behnken, G. Teichert: *Moderne Röntgenbeugung*, Teubner Verlag, Leipzig 2005.
- [Ste08] I. P. Steinke, P. P. Ruden, X. Ni, H. Morkoc und K. A. Son, *J. Appl. Phys.* **103** (2008) S. 064502.
- [Ste96] A. J. Steckl und J. Devrajan, *Appl. Phys. Lett.* **69** (1996) S. 2264.
- [Sto98] D. A. Stocker, E. F. Schubert und J. M. Redwing, *Appl. Phys. Lett.* **73** (1998) S. 2654.
- [Sto01] A. R. Stonas, N. C. MacDonald, K. L. Turner, S. P. DenBaars und E. L. Hu, *J. Vac. Sci. Technol. B* **19** (2001) S. 2838.
- [Str03] R. P. Strittmatter: *Development of Micro-Electromechanical Systems in GaN*, California Institute of Technology, Dissertation, 2003.
- [Str92] S. Strite und H. Morcroc, *J. Vac. Sci. Technol. B* **19** (1992) S. 1237.
- [Stu01] M. Stutzmann, O. Ambacher, M. Eickhoff, U. Karrer, A. Lima Pimenta, R. Neuberger, J. Schalwig, R. Dimitrov, P. J. Schuck und R. D. Grober, *phys. stat. sol. (b)* **228** (2001) S. 505.
- [Tak91] T. Takeuchi, H. Amano, K. Hiramatsu, N. Sawaki und I. Akasaki, *J. Cryst. Growth* **115** (1991) S. 635.
- [Tak96] Y. Takagi, M. Ahart, T. Azuhata, T. Sota, K. Suzuki und S. Nakamura, *Physica B* **219** (1996) S. 547.
- [Tal66] R. L. Tallmann, T. L. Chu, G. A. Gruber, J. J. Oberly und E. D. Wolley, *J. Appl. Phys.* **37** (1966) S. 1588.
- [Tav04] P. R. Tavernier, T. Margalith, J. Williams, D. S. Green, S. Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, S. Nakamura und D. R. Clarke, *J. Cryst. Growth* **264** (2004) S. 150.
- [Ter01] S. Terao, M. Iwaya, R. Nakamura, S. Kamiyana, H. Amano und I. Akasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** (2001) S. L195.
- [Tim72] S. Timoshenko, D. Young, J. W. Weaver: *Vibration Problems in Engineering*, Wiley, New York, 1972
- [Ton05] K. Tonisch: *AlGaIn/GaN-Mischkristalle für die Sensorik*, TU Ilmenau, Diplomarbeit, 2005.
- [Ton06] K. Tonisch, V. Cimalla, C. Förster, H. Romanus, O. Ambacher und D. Dontsov, *Sens. Actuat. A* **132** (2006) S. 658.
- [Ton07] K. Tonisch, V. Vimalla, F. Niebelschütz, H. Romanus, M. Eickhoff und O. Ambacher, *phys. stat. sol. (c)* **7** (2007) S. 2248.
- [Ton08] K. Tonisch, C. Buchheim, F. Niebelschütz, A. Schober, G. Gobsch, V. Cimalla, O. Ambacher und R. Goldhahn, *J. Appl. Phys.* **104** (2008) S. 084516.

- [Tsu81] K. Tsubouchi, K. Sugai und N. Mikoshiba, Proc. IEEE Ultrasonic Symp. **198**, New York, 1981, S. 1375.
- [Tsu85] K. Tsubouchi und N. Mikoshiba, IEEE Trans. Sonics Ultrason. **SU-32** (1985) S. 634.
- [Uch96] K. Uchida, A. Watanabe, F. Yano, M. Kouguchi, T. Tanaka und S. Minagawa, J. Appl. Phys. **79** (1996) S. 3487.
- [Vaj05] A.P. Vajpeyi, S. Tripathy, S.J. Chua und E.A. Fitzgerald, Physica E **28** (2005) S. 141.
- [Van07] C. G. Van der Walle und D. Segev, J. Appl. Phys. **101** (2007) S. 081704.
- [Var96] C. B. Vartuli, S. J. Pearton, J. W. Lee, C. R. Abernathy, J. D. MacKenzie, J. C. Zolper, R. J. Shul und F. Ren, J. Electrochem. Soc. **143** (1996) S. 3681.
- [Ver06] S. S. Verbridge, J. M. Parpie, R. B. Reichenbach, L. M. Bellan und H. G. Craighead, J. Appl. Phys. **99** (2006) 124304.
- [Vis00] P. Visconti, K. M. Jones, M. A. Reshnikov, R. Cingolani, H. Morkoc und R. J. Molnar, Appl. Phys. Lett. **77** (2000) S. 3532.
- [Vis01] P. Visconti, D. Huang, M. A. Reshnikov, F. Yun, T. King, A. A. Baski, R. Cingolani, C. W. Litton, J. Jasinski, Z. Lilienthal-Weber und H. Morkoc, phys. stat. sol (b) **228** (2001) S. 513.
- [Vis01b] P. Visconti, K. M. Jones, M. A. Reshnikov, F. Yun, H. Morkoc, R. J. Molnar, A. Passaseo, R. Cingolani, S. S. Park und K. Y. Lee, SOTAPOCS XXXIV, Electrochemical Society, Inc, Pennington, New York, 2001, ISBN 1-56677-307-5, S. 51.
- [Wag02] J.-M. Wagner und F. Bechstedt, Phys. Rev. B **66** (2002) S. 115202.
- [Wan05] Y. D. Wang, K. Y. Zhang, S. J. Chua, S. Tripathy, P. Chen und C. G. Fonstad, Appl. Phys. Lett. **87** (2005) S. 251915.
- [War69] B. E. Warren: X-ray diffraction, Eddison-Wesley Verlag, Reading, 1969.
- [Wil04] S. Wilfert und C. Edelmann, J. Vac. Sci Technol. **22** (2004) S. 309.
- [Win06] A. T. Winzer, R. Goldhahn, G. Gobsch, A. Link, M. Eickhoff, U. Rossow und A. Hangleiter, Appl. Phys. Lett. **86** (2005) S. 181912.
- [Wis05] R. F. Wiser, J. Chung, M. Mehregany und C. A. Zorman, J. Micromech. Syst. **14** (2005) S. 567, siehe auch: R. F. Wiser, M. Tabib-Azar, M. Mehregany und C. A. Zorman, J. Micromech. Syst. **14** (2005) S. 579.
- [Wri97] A. F. Wright, J. Appl. Phys. **82** (1997) S. 2833.
- [Xie00] Z. Y. Xie, C. H. Wei, L. Y. Li, Q. M. Yu und J. H. Edgar, J. Cryst. Growth **217** (2000) S. 115.
- [Yam97] M. Yamaguchi, T. Yagi, T. Azuhata, T. Sota, K. Suzuki, S. Chichibu und S. Nakamura, J. Phys.: Condens. Mat. **9** (1997) S. 241.
- [Yam99] M. Yamaguchi, T. Yagi, T. Sota, T. Deguchi, K. Shimada und S. Nakamura, J. Appl. Phys. **85** (1999) S. 8502.
- [Yan01] Y. T. Yang, K. L. Ekinci, X. M. H. Huang, L. M. Schiavone und M. L. Roukes, Appl. Phys. Lett. **78** (2001) S. 162.
- [Yih93] P. H. Yih und A. S. Steckl, J. Electrochem. Soc. **140** (1993) S. 1813.
- [Yun02] F. Yun, M. A. Reshchikov, L. He, H. Morcoco, C. K. Inoki und T. S. Kuan, Appl. Phys. Lett. **81** (2002) S. 4142.
- [Yun05] F. Yun, Y.-T. Moon, Y. Fu, K. Zhu, Ü. Özgür, H. Morkoc, C. K. Inok, T. S. Kuan, A. Sagar und R. M. Feenstra, J. Appl. Phys. **98** (2005) S. 123502.

-
- [Zan05] K. Zang, Y.D. Wang, S.J. Chua, Appl. Phys. Lett. **87** (2005) 193106.
- [Zau04] E. S. Zaus: Chemische und elektrochemische Herstellung von Gruppe III-Nitrid-Mikrostrukturen, TU München, Diplomarbeit 2004.
- [Zau06] E. S. Zaus, M. Hermann, M. Stutzmann und M. Eickhoff, phys. stat. sol. (RRL) **1-3** (2006) pssr.200600063.
- [Zha03] W. Zhang und B. K. Meyer, phys. stat. sol. (c) **0** (2003) S. 1571.
- [Zha04] D. G. Zhao, J. J. Zhu, Z. S. Liu, S. M. Zhang und H. Yang, Appl. Phys. Lett. **85** (2004) S. 1499.
- [Zha05] K. Y. Zhang, Y. D. Wang, S. J. Chua und L. S. Wang, Appl. Phys. Lett. **87** (2005) S. 193106.
- [Zim06] T. Zimmermann, M. Neuburger, P. Benkat, F. J. Hernandez-Guillen, C. Pietzka, M. Kunze, I. Daumiller, A. Dadgar, A. Krost und E. Kohn, IEEE Electron Device Lett. **27** (2006) S. 309.
- [Zub99] D. Zubia und S. D. Heerse, J. Appl. Phys. **85** (1999) S. 6492.
- [Zub00] D. Zubia, S.H. Zaidi, S.D. Hersee und S.R.J. Brueck, J. Vac. Sci. Technol. B **18** (2000) 3514.

Verzeichnis der eigenen Veröffentlichungen

2009

2H-AlGa_N/Ga_N HEMTs on 3C-SiC(111)/Si(111) substrates

K. Tonisch, W. Jatal, R. Granzner, M. Kittler, U. Baumann, F. Schwierz, and J. Pezoldt, Materials Science Forum Vols. 645-648 (2010) 1219-1222.

Temperature facilitated ECR-etching for isotropic SiC structuring

F. Niebelschütz, Th. Stauden, K. Tonisch and J. Pezoldt, Materials Science Forum Vols. 645-648 (2010) 849-852.

Property modification of 3C-SiC MEMS on Ge-modified Si(100) substrates

F. Niebelschütz, W. Zhao, K. Brueckner, K. Tonisch, M. Linß, M. A. Hein and J. Pezoldt, Materials Science Forum Vols. 645-648 (2010) 861-864.

Comparative study of 3C-GaN grown on semi-insulating 3C-SiC/Si(100) substrates

E. Tschumak, K. Tonisch, J. Pezoldt, D.J.As Material Sci. Forum Vols. 615-617 (2009) 943-946

Composition and Interface Chemistry Dependence in Ohmic Contacts to GaN HEMT Structures on the Ti/Al Ratio and Annealing Conditions

L. Kolaklieva, R. Kakanakov, P. Stefanov, V. Cimalla, S. Maroldt, O. Ambacher, K. Tonisch and F. Niebelschütz, Material Sci. Forum Vols. 615-617 (2009) 951-954.

Resonant Piezoelectric AlGa_N/Ga_N MEMS Sensors in Longitudinal Mode Operation

K. Brückner, F. Niebelschütz, K. Tonisch, R. Stephan, V. Cimalla, O. Ambacher und M. A. Hein, Proceeding der IEEE MEMS Conference, Sorrento, Italien, 25.-29.01.2009.

Isotropic etching of SiC

Th. Stauden, F. Niebelschütz, K. Tonisch, V. Cimalla, G. Ecke, Ch. Haupt, and J. Pezoldt, Materials Science Forum Vols. **600-603** (2009) 651-654.

2008

Electronic structure of GaN(0001)-2x2 thin films grown by PAMPE

R. Gutt, P. Lorenz, K. Tonisch, M. Himmerlich, J.A. Schäfer and S. Krischok, phys. stat. sol. (RRL), **1-3** (2008) pssr.200802146

The Role of Ti/Al Ratio in Nanolayered Ohmic Contacts for GaN/AlGa_N HEMTs

L. Kolaklieva, R. Kakanakov, V. Cimalla, St. Maroldt, F. Niebelschütz, K. Tonisch, O. Ambacher, Proc. 26th International Conference on Microelectronics (Miel 2008), Nis, Serbia.

Piezoelectric actuation of (GaN)/AlGaN/GaN heterostructures

K. Tonisch, C. Buchheim, F. Niebelschütz, V. Cimalla, A. Schober, G. Gobsch, O. Ambacher und R. Goldhahn, *J. Appl. Phys.* **104** (2008) 084516.

Sensing applications of micro- and nanoelectromechanical resonators

F. Niebelschütz, V. Cimalla, K. Brückner, R. Stephan, K. Tonisch, M.A. Hein und O. Ambacher, *Proc. IMechE Vol. 221 Part N: J. Nanoengineering and Nanosystems* (2008) 59-65.

AlGaIn/GaN – based MEMS with two-dimensional electron gas for novel sensor applications

F. Niebelschütz, V. Cimalla, K. Tonisch, Ch. Haupt, K. Brückner, R. Stephan, M. Hein and O. Ambacher, *phys. stat. sol. (c)* **5** (2008) 1914-1916.

Piezoelectric actuation of all-nitride MEMS

K. Tonisch, C. Buchheim, F. Niebelschütz, M. Donahue, R. Goldhahn, V. Cimalla, O. Ambacher, *phys. stat. sol (c)* **5** (2008), 1910-1913.

Electric field distribution in GaN/AlGaIn/GaN heterostructures with 2DEG and 2DHG

C. Buchheim, R. Goldhahn, G. Gobsch, K. Tonisch, V. Cimalla, F. Niebelschütz, O. Ambacher, *Appl. Phys. Lett.* **92** (2008) 013510.

2007**Analysis of nanostructures by means of Auger electron spectroscopy**

G. Ecke, V. Cimalla, K. Tonisch, V. Lebedev, H. Romanus, O. Ambacher, and J. Liday, *J. Electrical Eng. 58* (2007) 301-306

Nanomechanics with nanowires and nano-electro-mechanical systems

V. Cimalla, K. Brückner, A.W. Hassel, S. Milenkovic, M.A. Hein, F. Niebelschütz, M. Niebelschütz, J. Pezoldt, H. Romanus, C.-C. Röhlig, K. Tonisch, J. Weber, and O. Ambacher, *Proc. Intern Workshop Nanostruct. Thin Films (NANO HARD 2007)* May 13-16 2007, Velingrad, Bulgaria (Eds. R. Kakanakov and L. Kolaklieva), 2007, p. 27-48.

Strain- and pressure-dependent RF response of microelectromechanical resonators for sensing applications

K. Brueckner, V. Cimalla, F. Niebelschütz, R. Stephan, K. Tonisch, O. Ambacher, and M.A. Hein, *J. Micromech. Microeng.* **17** (2007) 2016-2023

Fabrication of one-dimensional "trenched" GaN nanowires and their interconnections

V. Lebedev, D. Cengher, M. Fischer, K. Tonisch, V. Cimalla, M. Niebelschütz, and O. Ambacher, *phys. stat. sol. (a)* **204** (2007) 3387-3391

Nanoelectromechanical devices for sensing applications

V. Cimalla, F. Niebelschütz, K. Tonisch, Ch. Foerster, K. Brueckner, I. Cimalla, T. Friedrich, J. Pezoldt, R. Stephan, M. Hein, O. Ambacher, *Sens. Actuat. B* **126** (2007) 24-34

Fully unstrained GaN on sacrificial AlN layers by nano-heteroepitaxy

K. Tonisch, V. Cimalla, F. Niebelschütz, H. Romanus, M. Eickhoff, O. Ambacher, *phys. stat. sol. (c)* **7** (2007) 2248-2251

Structural studies of single crystalline bixbyite In₂O₃ films epitaxially grown on InN(0001)

Ch. Y. Wang, V. Lebedev, V. Cimalla, Th. Kups, K. Tonisch, O. Ambacher, *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007) 221902 (also: *Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology* 15 (2007) Issue 23)

Resonant Sensors for Microfluidic Applications

F. Niebelschütz, K. Tonisch, V. Cimalla, K. Brückner, R. Stephan, M. Hein, A. Schober, and O. Ambacher, *MRS Symp. Proc.* 951 (2007) E05-07

AlGaIn/GaN biosensor-effect of device processing steps on the surface properties and biocompatibility

I. Cimalla, F. Will, K. Tonisch, M. Niebelschütz, V. Cimalla, V. Lebedev, G. Kittler, M. Himmerlich, S. Krischok, J.A. Schaefer, M. Gebinoga, A. Schober, T. Friedrich, and O. Ambacher, *Sens. Actuat. B* 123 (2007) 740–748

Fully Unstrained GaN on Thick AlN Layers for MEMS Application

K. Tonisch, F. Niebelschütz, V. Cimalla, H. Romanus, and O. Ambacher, *MRS Symp. Proc.* 955 (2007) 116-03.

Growth of silicon nanowires on UV-structurable glass using self-organized nucleation centres

K. Tonisch, F. Weise, M. Stubenrauch, V. Cimalla, G. Ecke, F. Will, H. Romanus, S. Mrotzek, H. Hofmeister, M. Hoffmann, D. Hülsenberg and O. Ambacher, *Physica E* 38 (2007) 40-43

Nanowire-based electromechanical biomimetic sensor

K. Tonisch, V. Cimalla, F. Will, F. Weise, M. Stubenrauch, A. Albrecht, M. Hoffmann and O. Ambacher, *Physica E* 37 (2007) 208-211

Suspended nanowire web

V. Cimalla, M. Stubenrauch, F. Weise, M. Fischer, K. Tonisch, M. Hoffmann, and O. Ambacher, *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007) 101504 (also: *Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology* 15 (2007) Issue 11) and *Virtual Journal of Biological Physics Research* 13 (2007) Issue 5).

Coalescence aspects of III-nitride epitaxy

V. Lebedev, K. Tonisch, F. Niebelschütz, V. Cimalla, D. Cengher, I. Cimalla, Ch. Mauder, S. Hauth, and O. Ambacher, F. M. Morales, J. G. Lozano, and D. González *J. Appl. Phys.* 101 (2007) 054906.

2006**AlN as a piezoelectric material for integrated micro and nano sensors on silicon**

T. Polster, M. Hoffmann, A. Albrecht, K. Tonisch, O. Ambacher, T. Stauden, M. Donahue, S. Michael, *Smart Systems Integration 2007*, Paris, VDE Verlag, S. 161-166, ISBN 978-3-8007-3009-4

Piezoelectric properties of polycrystalline AlN thin films for MEMS application

K. Tonisch, V. Cimalla, Ch. Förster, H. Romanus, O. Ambacher, D. Dontsov, *Sensors Actuat. A* 132 (2006) 658-663

Impact of Device Technology Processes on the Surface Properties and Biocompatibility of Group III Nitride Based Sensors

I. Cimalla, F. Will, K. Tönisch, M. Niebelschütz, V. Cimalla, V. Lebedev, G. Kittler, M. Himmerlich, S. Krischok, J.A. Schäfer, M. Gebinoga, A. Schober, T. Friedrich, O. Ambacher, Mat. iss. Werkst. techn. 37 (2006) 919

Austrittsarbeitsanalyse von GaN basierten Lateral Polarity Strukturen durch Auger-Elektronen-Energie-Messungen

M. Niebelschütz, G. Ecke, V. Cimalla, K. Tönisch, O. Ambacher, Mat. wiss. Werkst. techn. 37 (2006) 937

Work Function Analysis of GaN-based Lateral Polarity Structures by Auger Electron Energy Measurements

M. Niebelschütz, G. Ecke, V. Cimalla, K. Tönisch, and O. Ambacher, J. Appl. Phys. 100 (2006) 074909

Impact of device processing on the surface properties and the biocompatibility of Al-GaN/GaN HEMT sensors

I. Cimalla, F. Will, K. Tönisch, V. Lebedev, M. Niebelschütz, M. Himmerlich, S. Krischok, V. Cimalla, G. Kittler, C. Kremin, T. Friedrich and O. Ambacher, 51st Internationales Wissenschaftliches Kolloquium, Technische Universität Ilmenau, September 11 – 15, (2006) 299

Work Function Analysis of GaN-based Lateral Polarity Structures by Auger Electron Energy Measurements

M. Niebelschütz, G. Ecke, V. Cimalla, K. Tönisch and O. Ambacher, 51st Internationales Wissenschaftliches Kolloquium, Technische Universität Ilmenau, September 11 – 15, (2006) 297

First steps towards a nanowire-based electromechanical biomimetic sensor

K. Tönisch, V. Cimalla, F. Will, C. Haupt, D. Cengher, F. Weise, M. Stubenrauch, A. Albrecht, M. Hoffmann, O. Ambacher, 51st Internationales Wissenschaftliches Kolloquium Technische Universität Ilmenau, September 11 – 15, (2006) 243

Micro- and nanomechanical resonators for sensing Applications

F. Will, K. Tönisch, V. Cimalla, D. Cengher, C. Haupt, K. Brückner, R. Stephan, M. Hein and O. Ambacher, 51st Internationales Wissenschaftliches Kolloquium, Technische Universität Ilmenau, September 11 – 15, (2006) 241

Pulsed mode operation of strained microelectromechanical resonators in air

V. Cimalla, Ch. Förster, F. Will, K. Tönisch, K. Brückner, R. Stephan, M. E. Hein, O. Ambacher, and E. Aperathitis, Appl. Phys. Lett. 88 (2006) 253501

Pulsed mode operation of strained microelectromechanical resonators in air

V. Cimalla, Ch. Förster, F. Will, K. Tönisch, K. Brückner, R. Stephan, M. E. Hein, O. Ambacher, and E. Aperathitis, Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology 14 (2006) Issue 1

Piezoelectronic properties of thin AlN layers for MEMS application determined by piezoresponse force microscopy

K. Tönisch, V. Cimalla, Ch. Förster, D. Dontsov, and O. Ambacher, phys. stat. sol. (c) 3 (2006) 2274-2277

Growth of AlN nanowires by metal organic chemical vapour deposition

V. Cimalla, Ch. Förster, D. Cengher, K. Tonisch, and O. Ambacher, phys. stat. sol. (b) 243 (2006) 1476-1480

2005

Estimation of the piezoelectric properties of thin AlN layers for MEMS applications

K. Tonisch, V. Cimalla, Ch. Förster, D. Dontsov, O. Ambacher, Proc. 50. IWK 2005, TU Ilmenau, 207-208

Electromechanical Resonances of SiC and AlN Beams under Ambient Conditions

K. Brueckner, Ch. Förster, K. Tonisch, V. Cimalla, O. Ambacher, R. Stephan, K. Blau, M. Hein, Proc. 50. IWK 2005, TU Ilmenau, 209-210.

Group III-nitrides and 3C-SiC for micro- and nanoelectromechanical resonators

Ch. Förster, V. Cimalla, F. Will, O. Ambacher, K. Brückner, R. Stephan, M. Hein, E. Aparathitis, Proc. 50. IWK 2005, TU Ilmenau, 187-188

SiC and AlN-based micro- and nanomechanical resonators for sensing applications

K. Tonisch, F. Will, Ch. Förster, V. Cimalla, K. Brueckner, M. Hein, O. Ambacher, Proc. 7. Dresdener Sensorsymposium, 12.-14.12.2005

Electromechanical Resonances of SiC and AlN Beams under Ambient Conditions

K. Brueckner, Ch. Förster, K. Tonisch, V. Cimalla, O. Ambacher, R. Stephan, K. Blau and M. A. Hein, Proc. 35th European Microwave Conference, Paris, October 2005

Technology of SiC and AlN based Micro and Nanomechanical Resonators for Sensor Applications

V. Cimalla, Ch. Förster, K. Tonisch, O. Ambacher, K. Brückner, R. Stephan, M. Hein, and E. Aparathitis, Workshop on Integrated Electroceramic Functional Structures, Berchtesgaden, June 7th-8th 2005

Thesen

1. AlGaIn/GaN-basierte epitaktische Schichtsysteme können in resonant betriebenen, piezoelektrisch angeregten mikroelektromechanischen Systemen (MEMS) verwendet werden. Dabei dient die GaN-Schicht als mechanische Trägerschicht, während die AlGaIn-Schicht sowohl die piezoelektrische Schicht als auch über die Ausbildung eines zweidimensionalen Elektronengases (2DEG) die Rückelektrode zur Verfügung stellt. Die erfolgreiche piezoelektrische Anregung der Transversalmoden kann durch optisches Auslesen nachgewiesen werden, die piezoelektrische Anregung longitudinaler Moden durch elektrisches Auslesen.
2. Das gewählte Substratmaterial muss sowohl den Anforderungen der selektiven und isotropen Mikrostrukturierung als auch den Anforderungen des epitaktischen Wachstums von GaN-basierten Heterostrukturen mit Hilfe der metallorganischen Gasphasenabscheidung genügen. 4H-Siliziumkarbid, Saphir mit einer nanokristallinen Opferschicht aus AlN und Silizium mit einer 3C-SiC-Zwischenschicht erfüllen die oben genannten Bedingungen.
3. Nanokristalline, gesputterte AlN-Schichten erlauben das epitaktische Wachstum von AlGaIn/GaN-Heterostrukturen mit ausgebildetem 2DEG mittels MOCVD, dabei kann die GaN-Schicht frei von jeder messbaren biaxialen Verspannung gewachsen werden.
4. Das 2DEG an der AlGaIn/GaN-Grenzfläche kann innerhalb eines Spannungsbereiches von einigen Volt als Rückelektrode für die Anregung resonant betriebener, piezoelektrisch angeregter MEMS verwendet werden. Die Verarmung des 2DEGs für negative Spannungen unterhalb der Verarmungsspannung stellt dabei die untere Grenze dar, die Zunahme des elektrischen Stromes durch die AlGaIn-Barriere für positive Spannungen die Obergrenze.
5. Das zusätzliche Wachstum einer GaN-Deckschicht erhöht die piezoelektrische Auslenkung nicht, da diese auf Grund des geringen Spannungsabfalls über dieser Schicht praktisch nicht zur piezoelektrischen Gesamtauslenkung beiträgt.

6. In GaN/AlGaIn/GaN-Heterostrukturen mit einer GaN-Deckschicht von mindestens 40 nm kommt es zur gleichzeitigen Ausbildung eines 2DEGs an der unteren und eines 2DHGs an der oberen AlGaIn/GaN-Grenzfläche. Die Ladungsträgerdichte in beiden Ladungsträgergasen beträgt $7\text{-}9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ und kann mittels Elektroreflexion nachgewiesen werden.
7. Die von der angelegten Spannung abhängige elektrische Feldverteilung in AlGaIn/GaN- und GaN/AlGaIn/GaN-Heterostrukturen kann mittels Elektroreflexion bestimmt werden. Die spannungsabhängige piezoelektrische Auslenkung derselben Schichtfolgen kann mittels Piezokraftmikroskopie gemessen werden. Die Kombination beider, von einander unabhängigen Messmethoden erlaubt die Korrelation der piezoelektrischen Auslenkung mit der im Material auftretenden elektrischen Feldstärke und damit die exakte Bestimmung des piezoelektrischen Moduls der hergestellten $\text{Al}_{0,31}\text{Ga}_{0,69}\text{N}$ -Schichten mit 5,0 pm/V.