

Nanostrukturierte Ladungsträgergase für nicht-klassische Bauelementekonzepte

Dissertation zur Erlangung des
ingenieurwissenschaftlichen Doktorgrades (Dr.-Ing.)

vorgelegt bei der
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der
Technischen Universität Ilmenau

vorgelegt von
Herrn Dipl.-Wirtsch.-Ing.
Lars Hiller
geboren in Rudolstadt

eingereicht am: 29.10.2014

1. Gutachter: PD Dr.-Ing. habil. Frank Schwierz
(Technische Universität Ilmenau)

2. Gutachter: Univ.-Prof. Dr. Sc. Techn. Heiko O. Jacobs
(Technische Universität Ilmenau)

3. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Oliver Ambacher
(Albert-Ludwigs-Universität Freiburg)

Tag der Verteidigung: 28.05.2015

Veröffentlichungsverzeichnis

Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht:

- R. Göckeritz, K. Tonisch, W. Jatal, L. Hiller, F. Schwierz und J. Pezoldt, „Side Gate Graphene and AlGa_N/Ga_N Unipolar Nanoelectronic Devices“, *Adv. Mat. Res.* 324, 427-430 (2011).
- L. Hiller, T. Stauden, R. M. Kemper, J. K. N. Lindner, D. J. As und J. Pezoldt, „ECR-Etching of Submicron and Nanometer Sized 3C-SiC(100) Mesa Structures“, *Mat. Sci. Forum* 717-720, 901-904 (2012).
- R. M. Kemper, L. Hiller, T. Stauden, J. Pezoldt, D. Meertens, M. Luysberg, K. Tillmann, T. Riedl, D.J. As and J.K.N. Lindner, „TEM investigation of Ga_N thin films grown on nanostructured 3C-SiC/Si(001) substrates“, *European Microscopy Congress (EMC2012)*, Manchester, 16.-21.09.2012.
- R. M. Kemper, L. Hiller, T. Stauden, J. Pezoldt, K. Duschik, T. Niendorf, H. J. Maier, D. Meertens, K. Tillmann, D. J. As, J. K. N. Lindner, „Growth of cubic Ga_N on 3C-SiC/Si(001) nanostructures“, *J. Cryst. Growth* 378, 291-294 (2013).
- L. Hiller, K. Tonisch und J. Pezoldt, „SiC/Si pseudosubstrates for AlGa_N nanoelectronic devices“, *Mat. Sci. Forum* 740-742, 1119-1122, (2013).
- Williamson, L. Schumann, L. Hiller, F. Klefenz, I. Hörselmann, P. Husar und A. Schober, „Synaptic behavior and STDP of asymmetric nanoscale memristors in biohybrid systems“, *Nanoscale* 5, No. 16, 7297-7303, (2013).

- L. Hiller und J. Pezoldt,
“AlGa_N/Ga_N Three-Terminal Junction Devices for Rectification and Transistor Applications on 3C-SiC/Si Pseudosubstrates”,
IEEE Trans. Electron Devices 60, No. 10, 3047-3052 (2013).
- L. Hiller, K. Tonisch und J. Pezoldt,
“Side gate AlGa_N/Ga_N FET on silicon and sapphire”,
Phys. Status Solidi C 11, No. 2, 280-283 (2014).
- R. M. Kemper, C. Mietze, L. Hiller, T. Stauden, J. Pezoldt, D. Meertens, M. Luysberg, D. J. As. und J. K. N. Lindner,
“Cubic Ga_N/Al_N multi-quantum wells grown on pre-patterned 3C-SiC/Ci (001)”,
Phys. Status Solidi C 11, No. 2, 265-268 (2014).
- L. Hiller, T. Stauden, R. M. Kemper, J. K. N. Lindner, D. J. As und J. Pezoldt,
„Hydrogen Effects in ECR-Etching of 3C-SiC(100) Mesa Structures“,
Mat. Sci. Forum 778-780, 730-733, (2014).

Europäisches Patent

Miterfinder

PCT/EP2013/050598 ASYMMETRICAL MEMRISTOR

Inhaltsverzeichnis

Veröffentlichungsverzeichnis	III
Inhaltsverzeichnis	V
Abkürzungs- und Symbolverzeichnis	VIII
Abbildungsverzeichnis	XI
Tabellenverzeichnis	XV
Danksagung	XVI
Zusammenfassung	XVII
Abstract	XVIII
KAPITEL 1	
Einleitung	1
KAPITEL 2	
Aluminiumgalliumnitrid/Galliumnitrid als nicht-klassisches Materialsystem in der Bauelementeherstellung	4
2.1 Kristallaufbau und Polarisierungseffekte in Galliumnitrid	4
2.2 Eigenschaften ternärer Nitrid-Legierungen am Beispiel von Aluminiumgalliumnitrid	8
2.3 Polarisationsinduzierte zweidimensionale Ladungsträgergase an Heterogrenzflächen	9
2.3.1 Ausbildung von 2DEG und 2DHG an der AlGaN-Barriereschicht	10
2.3.2 Simulation des Einflusses der Barrierekonfiguration und einer zusätzlichen AlN-Zwischenschicht auf die Ladungsträgergaseigenschaften	14
2.3.3 Externe Einflüsse auf Ladungsträgergase	20
2.3.3.1 Temperaturabhängigkeit der Eigenschaften des zweidimensionalen Elektronengases	20
2.3.3.2 Ladungseffekt- und Trapping-Einfluss auf die Ladungsträgergaseigenschaften	22

KAPITEL 3

Technologie der Substrat- und Bauelementherstellung und -charakterisierung für AlGaIn/GaN-Heterosysteme auf 3C-SiC(111)/Si(111)- Pseudosubstraten	25
3.1 Herstellung von 3C-SiC(111)/Si(111)-Pseudosubstraten und MOCVD Wachstum	26
3.2 Materialstrukturierung für Nanoheteroepitaxie von 3C-GaN	28
3.3 Prozessablauf der Bauelementherstellung in AlGaIn/GaN-Heterosystemen	34
3.3.1 Einfluss verschiedener Parameter auf Strukturbreiten in der Elektronenstrahl-lithografie	39
3.3.2 Herstellung von sub-10-nm Strukturen und Proximity-Effekte	46

KAPITEL 4

Nicht-klassische Bauelementekonzepte auf Basis von Ladungsträgern	49
4.1 Bauelementekonzepte auf Basis des ballistischen Transports	50
4.2 Messverfahren zur Charakterisierung der Heterosystem- und Bauelementeeigenschaften	54
4.3 Gleichrichtverhalten von Dreikontaktbauelementen in Push-Pull-Konfiguration	58
4.4 Bauelementeeigenschaften in Abhängigkeit der Geometrie	61
4.4.1 Charakteristika der Zentralkontaktspannung für negatives Gleichrichtverhalten	63
4.4.2 Charakteristika des Balkenstroms in TTJ-Bauelementen	69
4.5 Temperaturabhängigkeit der Zentralkontaktspannung bei Bauelementen mit negativer Gleichrichtcharakteristik	74

KAPITEL 5

Positive Gleichrichtung der Zentralkontaktspannung an TTJ- Bauelementen in AlGaIn/GaN-Heterosystemen	76
5.1 Übergang von negativer zu positiver Gleichrichtung	76
5.2 Bauelementeeigenschaften in Abhängigkeit der Geometrie	81
5.3 Temperaturabhängigkeit der Zentralkontaktspannung bei Bauelementen mit positiver Gleichrichtcharakteristik	87

KAPITEL 6

Weitere elektronengasbasierte Bauelementetypen in AlGaN/GaN-Heterosystemen	90
6.1 Ballistisch induzierte Gleichrichtung in geometrischen Dioden	90
6.2 Seitengate-Transistor	97
6.3 Three-terminal junction self-gating device (TSD)	104

KAPITEL 7

Zusammenfassung und Ausblick	114
Literaturverzeichnis	116
Persönliche Erklärung	132

Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

2DEG	Zweidimensionales Elektronengas (engl. 2D electron gas)
2DHG	Zweidimensionales Löchergas (engl. 2D hole gas)
a	Gitterkonstante des Wurtzitkristalls in der Basalebene
AFM	Rasterkraftmikroskopie (engl. atomic force microscopy)
AlGa _N	Aluminiumgalliumnitrid
AlGaAs	Aluminiumgalliumarsenid
AlN	Aluminiumnitrid
B ₂	Krümmung einer quadratischen Gleichung
c	Gitterkonstante des Wurtzitkristalls orthogonal zur Basalebene
C_f	Elektrostatische Streukapazität
C_g	Gatekapazität
C'_g	Gatekapazität pro Fläche
C_K	Koppelkapazität
CMOS	<i>Complementary metal oxide semiconductor</i>
CoPMMA	Polymethylmethacrylat-Methacrylsäure
d_{g-ch}	Kanal-Gate-Abstand
d_v	Breite der Verarmungszone
DI-H ₂ O	Deionisiertes Wasser
e	Elementarladung
E	Elektrische Feldstärke
E_c	Leitungsbandoberkante
E_F	Ferminiveau
E_v	Valenzbandunterkante
EBL	Elektronenstrahlolithografie (engl. electron beam lithography)
ECR	Elektronenzyklotronresonanz (engl. electron cyclotron resonance)
FET	Feldeffekttransistor
FIB	Fokussierter Ionenstrahl (engl. focussed ion beam)
G_0	Leitwert des Kanals im spannungslosen Zustand
GaN	Galliumnitrid
GaAs	Galliumarsenid

h	Planck'sches Wirkungsquantum
HEMT	High electron mobility transistor
HSQ	Wasserstoff-Silsesquioxan (engl. hydrogen silsesquioxane)
I	Stromstärke
ICP	Induktiv gekoppeltes Plasma (engl. inductively coupled plasma)
l_B	Balkenlänge
L	Länge des simulierten Balkens
l_g	Gatelänge
MBE	Molekularstrahlepitaxie (engl. molecular beam epitaxy)
MEMS	Mikroelektromechanische Systeme
MFP	Mittlere freie Weglänge (engl. mean free path)
MIBK	Methylisobutylketon
MOCVD	Metallorganische chemische Dampfphasenabscheidung (engl. metal-organic chemical vapour deposition)
n	Elektronendichte
N_D	Donatorkonzentration in der Simulation
N_s	Schichtkonzentration
p	Löcherdichte
P_{sp}	Spontane Polarisierung
P_{pe}	Piezoelektrische Polarisierung
PMMA	Polymethylmethacrylat (Acrylglas)
q	Ladungsträgerzahl pro Fläche
Q	Gesamtladung (im Balken)
REM	Rasterelektronenmikroskopie
R_s	Schichtwiderstand
RIE	Reaktives Ionenätzen (engl. reactive ion etching)
RTP	Schnelles thermisches Prozessieren (engl. <i>rapid thermal processing</i>)
sccm	Standardkubikzentimeter
SiC	Siliziumkarbid
SSD	Self-switching device
STEM	Rastertransmissionselektronenmikroskopie (engl. scanning transmission electron microscopy)
T	Temperatur

TEM	Transmissionselektronenmikroskopie
TLM	Transferlängenmethode, auch Transferlinienmethode
TSD	Three-terminal junction self-gating device
TTJ	Three-terminal junction
u	Bindungslänge im Kristallgitter
UHVCVD	Chemische Dampfphasenabscheidung im Ultrahochvakuum (engl. ultra high vacuum chemical vapour deposition)
v	Driftgeschwindigkeit
v_s	Sättigungsdriftgeschwindigkeit
V_0	Push-Pull-Spannung
V_C	Zentralkontaktspannung
V_{ds}	Drain-Source-Spannung
V_{dsF}	Flussspannung
V_{gs}	Gatespannung
V_L, V_R	Spannung am linken bzw. rechten Kontakt im Push-Pull-Messaufbau
V_{Off}	Offsetspannung
w, w_B	Balkenbreite
w_C	Zentralkontaktbreite
w_{gap}	Abstand zwischen den Ästen
x	Aluminiumgehalt in der AlGaN-Barriere
xx1	Heterosystem mit $x = 0,35$; ohne AlN-Zwischenschicht
xx2	Heterosystem mit $x = 0,35$; mit AlN-Zwischenschicht
xx3	Heterosystem mit $x = 0,20$; mit AlN-Zwischenschicht
α_a, α_c	Thermische Ausdehnungskoeffizienten des Kristallgitters in a- bzw. c-Richtung
β	Krümmung im feldabhängigen Driftgeschwindigkeitsmodell
γ	Öffnungswinkel der geometrischen Diode
ΔV	Offsetspannung im linearen Bereich der TSD-Gleichrichtung
ϵ_r	relative Permittivität
μ_0	Niederfeldbeweglichkeit (μ_n der Elektronen, μ_p der Löcher)
ξ	Krümmung im Modell nach Landauer-Büttiker
ρ_c	Kontaktwiderstand
ϕ_v	Oberflächenpotential für die Verarmung des Balkens

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Schematische Darstellung des Galliumnitridkristallgitters in Wurtzitstruktur	5
Abbildung 2: Schematischer Schichtaufbau eines GaN/AlGaN/GaN-Heterosystems sowie Lokalisierung von Löcher- und Elektronengas	12
Abbildung 3: Mit nextnano ³ ® simulierter Verlauf von Leitungsbandunterkante und Valenzbandoberkante in einem GaN/AlGaN/GaN-Heterosystem sowie der Ladungsträgerkonzentrationsverlauf für Elektronen und Löcher	13
Abbildung 4: Maxima der Ladungsträgerdichten von Elektronen- und Löchergas in Abhängigkeit vom Aufbau des GaN/AlGaN/GaN-Schichtsystems	17
Abbildung 5: Maxima der Elektronendichten und Löcherdichten über dem Aluminiumgehalt für verschiedene Schichtdicken der AlGaN-Barriere und der GaN-Cap-Schicht	19
Abbildung 6: Abhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit von der Temperatur	22
Abbildung 7: Schematischer Schichtaufbau der für die Bauelemente verwendeten AlGaN/GaN-Heterosysteme auf 3C-SiC(111)/Si(111)-Pseudosubstraten	27
Abbildung 8: Ätzprozessabhängigkeit von der Gaszusammensetzung	30
Abbildung 9: 3C-SiC-Mesastrukturen mit Nickel- und Aluminiummaskierung	31
Abbildung 10: Abhängigkeit der Steilheit der Mesaflanken von der Bias-Vorspannung	31
Abbildung 11: Abhängigkeit der Flankensteilheit und der Ätzrate des ECR SiC-Ätzprozesses vom Gesamtdruck	32
Abbildung 12: Veränderung der Morphologie der 500 nm x 500 nm großen Mesas in Abhängigkeit des Wasserstoffflusses im Gasgemisch	33
Abbildung 13: Abhängigkeit der Seitenwandsteilheit und der Ätzrate vom Wasserstofffluss im SF ₆ /Ar-Gasgemisch	34

Abbildung 14: Temperaturprofil des RTP-Prozesses zum Einlegieren des Ti/Al/Ti/Au-Metallsystems in AlGa _N /Ga _N für die Herstellung ohmscher Kontakte	38
Abbildung 15: Mittels CASINO simulierter Verlauf der Elektronenverteilung an der Lack-Substrat-Grenzfläche zwischen HSQ und Silizium	40
Abbildung 16: Abhängigkeit der HSQ Linienbreiten bei Strukturierung mittels Elektronenstrahlithografie von Lackdicke und Beschleunigungsspannung	42
Abbildung 17: Abhängigkeit der Linienbreiten von der Liniendosis für verschiedene Substrate	43
Abbildung 18: Abhängigkeit der Breite fertig prozessierter Balkenstrukturen von der Dosis für unterschiedliche AlGa _N /Ga _N -Heterosysteme	45
Abbildung 19: HSQ Linien und Gitter auf Silizium, strukturiert mit Elektronenstrahlithografie	47
Abbildung 20: Raster aus kurzen Goldlinien auf Glas	48
Abbildung 21: Schematischer Aufbau eines Y-Schalters	52
Abbildung 22: Schematische Darstellung des Push-Pull-Messaufbaus	57
Abbildung 23: Beispiel der Kennlinien für Zentralspannung V_C und Balkenstrom I_B für eine TTJ-Struktur	58
Abbildung 24: Schematisches Ersatzschaltbild eines TTJ-Bauelements mit negativer Gleichrichtcharakteristik	60
Abbildung 25: Verschiebung des Maximums der Zentralkontaktspannung bei Verschiebung des Stromnulldurchgangs durch Offset-Spannungen V_{Off}	61
Abbildung 26: Prinzipielle Anordnungen der drei Kontakte der Gleichrichtbauelemente	62
Abbildung 27: Schematische Darstellung der Bandkanten in Ga _N mit Wurtzitstruktur	66
Abbildung 28: Abhängigkeit der Krümmung der V_C über V_0 Kurve von der Balkenbreite um $V_0 = 0$ V für negative Gleichrichtung	68

Abbildung 29: Typischer Verlauf des Balkenstroms in Abhängigkeit der Push-Pull-Spannung	69
Abbildung 30: Abhängigkeiten der Balkensättigungsströme von der Balkenbreite für die drei Heterosysteme	72
Abbildung 31: Temperaturabhängigkeit der negativen Gleichrichtung an einem TTJ-Bauelement in Y-Anordnung	75
Abbildung 32: Übergang von negativem auf positiven Gleichrichteffekt in drei TTJ-Bauelementen in T-Anordnung	77
Abbildung 33: Schematische Darstellung der simulierten GaN-Balkenstruktur mit $n/n^+/n$ -Übergang	78
Abbildung 34: Mit ATLAS 2D simulierter Verlauf der Zentralkontaktspannung in Abhängigkeit der Push-Pull-Spannung an einem Balken mit unterschiedlicher $n/n^+/n$ -Dotierung	79
Abbildung 35: Mit ATLAS 2D simulierter Verlauf des zentralen Potentials eines Balkens mit $n/n^+/n$ - und $n^+/n/n^+$ -Dotierung	81
Abbildung 36: Festgestellte Umkehrpunkte der untersuchten TTJ-Bauelemente in T- und Y-Anordnung	82
Abbildung 37: Charakteristika der Umkehrpunkte für T-Gleichrichtbauelemente	84
Abbildung 38: Charakteristika der Umkehrpunkte für Gleichrichtbauelemente in Y-Anordnung	85
Abbildung 39: Darstellung der Krümmungen für negative und positive Gleichrichteffekte	86
Abbildung 40: Abhängigkeit der Zentralkontaktspannung von der Push-Pull-Spannung für verschiedene Temperaturen	88
Abbildung 41: Abhängigkeit der Push-Pull-Spannung V_0 von $V_{c\max}$ von der Temperatur	89
Abbildung 42: Schematische Darstellung einer geometrischen Diode mit Öffnungswinkel γ sowie der Trajektorien der Elektronen	91

Abbildung 43: REM-Aufnahmen von geometrischen Dioden	92
Abbildung 44: Strom-Spannungskennlinie der geometrischen Dioden	93
Abbildung 45: Darstellung des Diodenstroms in Durchlassrichtung und Sperrrichtung über der Berührungspunktbreite	94
Abbildung 46: An/Aus-Verhältnis in Abhängigkeit der Berührungspunktbreiten	95
Abbildung 47: An/Aus-Verhältnis bei 10 V über Berührungspunktbreite für verschiedene Öffnungswinkel	96
Abbildung 48: REM-Aufnahme eines Seitengate-Transistors sowie Querschnitt eines Seitengate-Transistors	98
Abbildung 49: Ausgangskennlinienfelder von Seitengate-Transistoren auf den drei Heterosystemen	100
Abbildung 50: REM-Aufnahme eines Three-terminal-junction-self-gating-Bauelements	104
Abbildung 51: Verlauf der Zentralkontaktspannung und des Balkenstroms in Abhängigkeit der Push-Pull-Spannung für das in Abbildung 50 gezeigte TSD-Bauelement	105
Abbildung 52: Erweitertes Diagramm der positiven und negativen Krümmungen mit TSD-Bauelementen	106
Abbildung 53: Schematische Darstellung der simulierten Three-terminal junction self-gating Strukturen	107
Abbildung 54: Simulierter Verlauf der Ausgangsspannung am Zentralkontakt für Bauelemente mit unterschiedlichen Dimensionen	108
Abbildung 55: Schematische Darstellung des Anreicherungs- und Verarmungsverhaltens in TSD-Bauelementen sowie des Potentialverlaufs in den Balken	109
Abbildung 56: Simulierter Verlauf der Ausgangsspannung am Zentralkontakt für unterschiedliche Dielektrika	110
Abbildung 57: Anhängigkeit der Krümmung in TSD-Bauelementen vom Abstand zwischen den zwei Ästen	112

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Eigenschaften von Galliumnitrid in Zinkblende- und Wurtzitstruktur sowie Aluminiumnitrid (Wurtzit)	6
Tabelle 2: Übersicht der mit nextnano ³ ® simulierten Systeme mit Variation der Schichtdicken sowie Aluminiumanteile x im Al _x Ga _{1-x} N	16
Tabelle 3: Folge der Prozessschritte zur TTJ-Bauelementeherstellung in AlGaN/GaN-Heterosystemen	35
Tabelle 4: Ellipsometrisch ermittelte Schichtdicken von MIBK-verdünntem HSQ Fotolack	41
Tabelle 5: Übersicht der per Hall-Effekt- und Transferlängenmethode-Messungen ermittelten Eigenschaften des zweidimensionalen Elektronengases der verwendeten Heterosysteme	56
Tabelle 6: Übersicht der Kennwerte für das negative Gleichrichtverhalten von TTJ-Bauelementen in verschiedenen Materialien	65
Tabelle 7: Kennwerte der Seitengate-Transistoren auf den verschiedenen Heterosystemen	99
Tabelle 8: Steilheit und flächennormierte Gatekapazität der Seitengate-Transistoren im Vergleich zu anderen Transistorarten	103

Danksagung

„Nichts beflügelt die Wissenschaft so, wie der Schwatz mit Kollegen auf dem Flur.“

Arno Penzias (*1933), amerikanischer Physiker, Nobelpreis für Physik 1978

Noch bevor in dieser Arbeit die eigentliche wissenschaftliche Abhandlung beginnt, sollen einige Menschen erwähnt werden, ohne die diese Dissertation nie hätte entstehen können. Besonderen Dank an erster Stelle für die wissenschaftliche Betreuung, zahlreiche Denkanstöße und unschätzbare wertvolle konstruktive Kritik möchte ich Herrn Dr. Jörg Pezoldt aussprechen. Ebenso danke ich Herrn Dr. Frank Schwierz für die Betreuung und die ausgesprochen hilfreichen Gespräche und Denkanstöße.

Aber auch ohne das Zutun vieler erfahrener Hände und Köpfe bei den unzähligen Prozessen im Reinraumlabor wäre ein spürbarer Fortschritt der Arbeit nie in Fahrt gekommen. Deshalb vielen Dank an Ilona Marquardt, Thomas Stauden, Mike Stubenrauch, Manuela Breiter, Jutta Uziel, Birgitt Hartmann und Birgit Kolodziejczyk. Darüber hinaus waren auch die Anregungen in wissenschaftlicher Hinsicht immer wichtig für die Schritte nach vorn. Vielen Dank an Katja Tonisch, Adam Williamson, Ralf Granzner, Mario Kittler sowie Gernot Ecke. Und auch der Austausch mit Gleichgesinnten bringt immer neuen Antrieb und verhilft der Motivation zu neuem Schwung. Mein Dank gilt deshalb auch Mary Donahue, Manuel Hofer, Bernd Hähnlein, Wael Jatal, M. Adnan Alsioufi, Robert Göckeritz und Christopher Maus.

Auf keinen Fall zuletzt sind auch der kollegiale Aspekt und die Arbeitsatmosphäre von bedeutender Wichtigkeit für den Durchhaltewillen und die Motivation. Für besonders angenehme Stunden danke ich deshalb Ilona Marquardt, Mary Donahue und Gernot Ecke für die Zeit in einem wunderbaren Büro.

All die vielen Erlebnisse und Umstände abseits des Arbeitsplatzes haben mindestens genauso großen Einfluss auf das Gesamtergebnis wie die wissenschaftliche Arbeit. Ich danke deshalb auch besonders meinen Eltern, meinen Großeltern und meiner Freundin Sandra Götze für den Rückhalt, die Unterstützung und die Motivation während der letzten Monate und Jahre.

Zusammenfassung

In der Forschung rücken neben der etablierten Siliziumtechnologie immer mehr auch alternative Bauelemente und Materialien in den Mittelpunkt, die bestehenden Grenzen der Funktionalität überschreiten können.

Die Arbeit beschäftigt sich mit diesen beiden Ansätzen. Zum einen wird AlGaIn/GaN als Beispiel für Heterosysteme vorgestellt. Es wird gezeigt, wie ein zweidimensionales Ladungsträgergas an der AlGaIn/GaN-Grenzfläche entsteht. Mit Hilfe von Simulationen wird der Einfluss von Parametern wie Aluminiumgehalt und Barrieredicke auf Ladungsträgerdichte und -beweglichkeit untersucht.

Der praktische Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf dem Entwurf und der Realisierung von AlGaIn/GaN-basierten Nanostrukturen, die durch nicht-klassische Effekte eine Vielzahl von Anwendungsmöglichkeiten als Gleichrichter, Seitengate-Transistoren, logischer Gatter und selektiven Schaltern eröffnen. Eine solche universelle Struktur ist das *Three-Terminal Junction* (TTJ) Bauelement. Der von anderen Materialsystemen bekannte Aufbau wird auf AlGaIn/GaN überführt. Es wird gezeigt, wie sich geometrische Anordnung (T- und Y-Aufbau) sowie strukturelle und externe Parameter (Kontaktbalkenbreite, -länge, Temperatur) auf seine Funktion auswirken. Durch eine Fortentwicklung des T-Aufbaus kann der Self-Gating-Effekt dieser Bauelementart forciert werden. Darüber hinaus wurde in den hergestellten Strukturen erstmalig eine positive Gleichrichtung beobachtet. In der vorliegenden Arbeit wird auch dieser untersucht und die bestimmenden Effekte für sein Auftreten (physikalische Effekte sowie essentielle Strukturparameter) systematisch analysiert und erläutert. Aufgrund des Aufbaus und der Funktion kann man auch von T-Gleichrichtbauelementen und Y-Gleichrichtbauelementen sprechen.

Darüber hinaus wird ein Ausblick auf weitere Bauelemente gegeben, die sich in AlGaIn/GaN-Heterosysteme überführen lassen und neue Anwendungsfelder eröffnen. Dabei werden Dioden vorgestellt, die auf geometrischer Grundlage ohne Dotierstoff- oder Materialübergang realisiert werden können und daher besonders für alle Arten von zweidimensionalen Materialien geeignet sind. Zudem lassen sich die TTJ-Bauelemente durch leichte Veränderungen in Transistoren mit Seitengate-Steuerung überführen. Diese Bauelemente wurden ebenfalls hergestellt und untersucht.

Abstract

After several decades of silicon-based transistor semiconductor technology in the industry research is more and more focussing on alternative materials and devices to excess nowadays boundaries.

This work is dealing with both of these approaches. On one hand AlGa_N/Ga_N will be presented as example for heterosystems. It will be shown how a two-dimensional electron gas is excited at the AlGa_N/Ga_N interface. Influential parameters such as aluminium content or barrier thickness on charge density and charge mobility will be analysed with simulations.

The practical focus of this work can be found on the design and realisation AlGa_N/Ga_N-based nanostructures, which show outstanding opportunities of use such as rectifiers, side-gate transistors, logic gatters and selective switches due to their non-classic effects. An example for such a multi-purpose structure is the *three-terminal junction* (TTJ) device. Its functionality was shown of different material systems before and is now transferred to AlGa_N/Ga_N. It will be shown how the geometrical design (T- versus Y-configuration) and the structural parameters (contact branch width, length and position) influence the device behaviour. By developing the T-design further, a self-gating effect can be forced and therewith helps to investigate the processes in the device. Furthermore a positive rectification effect was observed for the first time in the TTJ devices. In this work it will be studied and basic parameters for the occurrence (physical effects and essential structural parameters) will be presented.

In addition an outlook on further devices capable to be transferred into AlGa_N/Ga_N technology to open new fields of usage will be given. Therein the focus will be set to geometrical diodes, which are able to work without dopant or material interfaces. They are therefore suitable for the wide range of two-dimensional materials. Moreover the TTJ devices can be modified to work as transistors with side-gate control by slight geometrical variations. Those structures were realised as well and will be demonstrated.

KAPITEL 1

Einleitung

„Wirkliches Neuland in einer Wissenschaft kann wohl nur gewonnen werden, wenn man an einer entscheidenden Stelle bereit ist, den Grund zu verlassen, auf dem die bisherige Wissenschaft ruht, und gewissermaßen ins Leere zu springen.“

Werner Heisenberg (*1901-†1976), deutscher Physiker, Nobelpreis für Physik 1932

Seit 1925 das erste Patent auf einen Transistor angemeldet wurde, haben auf dem Gebiet der Elektronik viele Veränderungen stattgefunden. Einige dieser haben sogar eine gewisse Berühmtheit erlangt. Ein Beispiel hierfür ist „Moore’s Law“, das eine Verdopplung der Komplexität integrierter Schaltungen alle anderthalb bis zwei Jahre vorhersagt. Seit genau 50 Jahren folgt die Halbleiterindustrie schon diesem Trend. Es werden alle zwei Jahre in der International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS) aktuelle und zukünftige Maßstäbe festgelegt, um der Industrie eine gemeinsame Schrittweite vorzugeben und die Entwicklung kontinuierlich voranzutreiben. Dennoch zeichnet sich mehr und mehr ab, dass die Technologie in absehbarer Zeit an ihre Grenzen stoßen wird. Neben der stärkeren Miniaturisierung zur Erhöhung von Rechenleistung wird zunehmend auch die Wirtschaftlichkeit schwerer realisierbar.

Eine weitere Veränderung betrifft die verwendeten Materialien in der Elektroniktechnologie. War zu Anfang Germanium der wichtigste Halbleiter, beruhen die meisten Schaltungen heute auf Silizium. Ein großer Teil der Halbleiterindustrie ist für die kommerzielle Produktion auf dieses Feld ausgerichtet. Dennoch wurden im Laufe der Jahre immer wieder Anstrengungen unternommen, Alternativen zu finden, die sich für spezielle Anwendungen eignen oder die Siliziumtechnologie eines Tages gar ablösen könnten. So sind beispielsweise Verbindungshalbleiter wie Aluminiumgalliumarsenid/Galliumarsenid (AlGaAs/GaAs) oder Aluminiumgalliumnitrid/Galliumnitrid (AlGaN/GaN) in den Mittelpunkt vieler Forschungen gerückt. Sowohl solche Verbindungshalbleiter als auch neuartige zweidimensionale Materialien wie Graphen haben ihre Stärke in der hohen Ladungsträgerbeweglichkeit, die verlustleistungsarme, hochfrequente Schaltvorgänge ermöglicht.

Mit den neuen Materialien und ihren Eigenschaften ergeben sich auch neue Möglichkeiten für Bauelemente. Für Silizium und seinen kommerziellen Gebrauch hat sich vor allem die Verwendung der Feldeffekttransistoren (FET) durchgesetzt. Deren Herstellung wird gut beherrscht und ist mit Strukturgrößen von wenigen zehn Nanometern für hochintegrierte Schaltungen geeignet. Jedoch ist für die Fertigung der aktiven Schichten, Kontakte und weiteren Elemente eine Vielzahl an Technologieschritten notwendig. Zudem sind sie für Hochfrequenzbauelemente und optische Bauelemente nur bedingt geeignet. Beide Nachteile ließen sich mit einem Wechsel zu anderen Materialien in Kombination mit neuartigen Bauelementen beseitigen.

Ziel dieser Arbeit soll es daher sein, alternative Ansätze vorzustellen, die mit Hilfe von nicht-klassischen Materialien und Bauelementen bisherige Grenzen überschreiten können. Im experimentellen Teil wird der Schwerpunkt auf dem Materialsystem AlGaIn/GaN liegen. In ihm können gleichzeitig Elektronen- und Löchergase erzeugt werden. Das verwendete Materialsystem gehört zu den III-V-Halbleitern und rückt im Zuge der Suche nach alternativen Konzepten für elektronische und elektromechanische Bauelemente immer wieder in den Fokus verschiedener Forschungsarbeiten.

Besonders in sehr kleinen Strukturen von einigen zehn Nanometern treten vermehrt außergewöhnliche Effekte auf, die zum Teil auch für elektronische Anwendungen nutzbar sind. Daraus lassen sich neuartige Bauelementekonzepte entwickeln, die die Funktionalität der bisherigen Technik erweitern können. Aus diesem Grund stellt diese Arbeit mehrere derartige Konzepte für AlGaIn/GaN-Heterosysteme vor. Es wird gezeigt, dass sich in diesem Materialsystem Gleichricht- und Verstärkerbauelemente herstellen lassen, welche sowohl durch geometrische Modifikation als auch durch elektrische Konfiguration eine Definition ihrer Funktion ermöglichen.

Diese Arbeit beschäftigt sich zunächst mit den theoretischen Grundlagen des AlGaIn/GaN-Heterosystems, um dessen Besonderheiten in Ladungsträgerkonfiguration und -transport im Weiteren besser verstehen zu können (*Kapitel 2*). Neben allgemeinen kristallografischen Eigenschaften (*Kapitel 2.1 f.*) wird dabei ein Schwerpunkt auf der Erzeugung von zweidimensionalen Ladungsträgergasen liegen (*Kapitel 2.3 ff.*). Im Folgenden wird anhand von Simulationen der Einfluss von Parametern wie Aluminiumgehalt und Barrieredicke auf die

Ladungsträgergasentstehung untersucht. Darüber hinaus ist das Verarmungsverhalten in Kanten- und Oberflächennähe von Bedeutung.

Auf diesem Wissen aufbauend wurden so genannte *Three-Terminal Junction* (TTJ) Bauelemente konzipiert und realisiert. Diese bisher nur in anderen Materialien untersuchten Strukturen zeigen eine Vielzahl von Anwendungsgebieten in Form von Gleichrichtern, Seitengate-Transistoren, logischen Gattern und selektiven Schaltern. Aus diesem Grund wird sich der praktische Teil dieser Arbeit vor allem mit diesen Bauelementen beschäftigen. Es werden dabei zunächst die technologischen Schritte gezeigt, die zur Herstellung notwendig sind (*Kapitel 3*). Da es sich im aktiven Bereich um Nanostrukturen handelt, werden die Probleme und Möglichkeiten der Elektronenstrahlolithografie genauer erläutert (*Kapitel 3.3.1 f.*).

Die Bauelemente wurden in verschiedenen AlGaIn/GaN-Heterosystemen hergestellt, um den Einfluss von Ladungsträgergasdichte und -beweglichkeit zu untersuchen (*Kapitel 4*). Zudem wird in dieser Arbeit gezeigt, wie sich geometrische Anordnung (Y- und T-Form) sowie eine Strukturvariation (Balkenbreite) auf die Funktion der TTJ-Bauelemente auswirken (*Kapitel 4.4 ff.*). Erstmals wurde dabei eine positive Gleichrichtung beobachtet und systematisch untersucht (*Kapitel 5*). Ihre Funktion wird mit Hilfe von Simulationen nachgestellt und beschrieben (*Kapitel 5.1*).

Darüber hinaus eignet sich die Nanostrukturierung von Heterosystemen mit zweidimensionalem Elektronengas aber auch für eine Vielzahl weiterer Bauelementetypen (*Kapitel 6*). So wurde das Konzept einer geometrischen Diode realisiert, welche eine präferierte Stromrichtung vorgibt, ohne dass ein Dotierprofil oder ein Materialübergang notwendig sind (*Kapitel 6.1*). Sie eignet sich damit auch für viele weitere zweidimensionale Materialien. Durch geringe Änderung der Geometrie bei TTJ-Bauelementen lässt sich eine Transistorfunktion mit Seitengate-Steuerung einstellen (*Kapitel 6.2*). Eine weitere Ableitung aus den TTJ-Bauelementen ist das *Three-Terminal Junction Self-Gating Device* (TSD). Bei diesem wird der Balken in zwei Äste aufgeteilt, welche parallel geführt werden. Infolgedessen kommt es zur gegenseitigen Beeinflussung durch die elektrischen Felder des linken bzw. rechten Kanals. Daraus ergibt sich ein Gleichrichtereffekt wie bei den TTJ-Bauelementen, der unabhängig von der Art des Stromflusses ist (*Kapitel 6.3*).

KAPITEL 2

Aluminiumgalliumnitrid/Galliumnitrid als nicht-klassisches Materialsystem in der Bauelementeherstellung

Das chemische Element Stickstoff (lat. Nitrogenium) ist als Hauptbestandteil der Luft in seinem gasförmigen Aggregatzustand allgegenwärtig. Eine der Bindungsformen dieses Elements ist die Gruppe der Nitride. Diese Verbindung kann der Stickstoff mit metallischen und nicht-metallischen Stoffen eingehen. Die thermodynamisch stabilste Kristallisationsform der Nitride ist die hexagonale Wurtzitstruktur.

In der Halbleitertechnik sind vor allem die III-Nitride Gegenstand der Forschung. Diese besondere Gruppe gehört allgemein zu den III-V-Halbleitern, welche sich für optoelektronische sowie photovoltaische Anwendungen eignen. Die Verbindung zwischen Stickstoff und dem Gruppe-III-Metall Gallium wird als Galliumnitrid (GaN) bezeichnet, die ternäre Verbindung mit Aluminium und Gallium entsprechend als Aluminiumgalliumnitrid (AlGaN). Es handelt sich dabei um eine Legierung aus Aluminiumnitrid (AlN) und Galliumnitrid.

2.1 Kristallaufbau und Polarisierungseffekte in Galliumnitrid

Die hexagonale α -Phase des Galliumnitrids ist die thermodynamisch stabilste und kommt daher natürlich am häufigsten vor. Es handelt sich dabei um eine Wurtzitstruktur. Sie ist auch im Bereich der elektrischen und mechanischen Anwendungen die Phase mit der größten Bedeutung. Dennoch existiert daneben auch die β -Phase in Form der kubischen Zinkblendestruktur. Da die metastabile kubische Phase aber nur schwer defektarm zu wachsen ist, findet die Zinkblende bisher weniger Verbreitung in der Forschung [1], [2], [3], [4]. Auf Mechanismen der Substratstrukturierung zum Wachstum defektarmer kubischer

Galliumnitridschichten wird später im Rahmen der Bauelementeprozessierung in Kapitel 3.2 noch einmal genauer eingegangen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde sich auf die Bauelementherstellung in hexagonal gewachsenen Heterosystemen beschränkt.

Im Allgemeinen wird die hexagonale Kristallstruktur durch drei Parameter charakterisiert. Das in der Basalebene liegende Hexagon hat die Kantenlänge a . Orthogonal dazu gibt der Parameter c die Höhe an. Abhängig von der Kristallstruktur ändert sich die Bindungslänge zwischen Kationen und Anionen im Gitter. Diese Bindungslänge wird als Parameter u in Einheiten der Gitterkonstante c angegeben (vgl. Abbildung 1). Eine Übersicht zum Vergleich einiger Parameter für GaN und AlN gibt Tabelle 1 (S. 6).

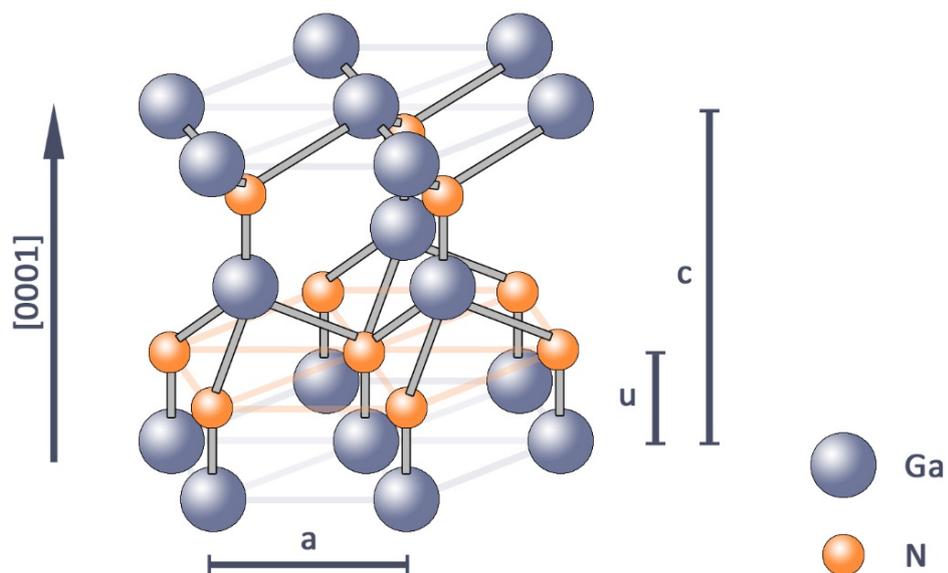


Abbildung 1: Schematische Darstellung eines Ga-polar [0001] orientierten Galliumnitridkristallgitters in hexagonaler Wurtzitstruktur (α -Phase) mit den Gitterkonstanten a und c sowie der Bindungslänge u

Eigenschaft	kubisches GaN	hexagonales GaN	hexagonales AlN
a (Å)	4,51 - 4,52 [5]	3,19 (Bulk) [6]; 3,19 (Pulver) [7]	3,11 [8]
c (Å)	-	5,19 (Bulk) [6]; 5,19 (Pulver) [7]	4,98 [8]
u (c)	-	0,38 [9]	0,38 [10]
Dichte (g/cm ³)	6,15 [5]	6,11 [5]	3,28 [5]
Atomdichte (/cm ³)	8,9 x 10 ²² [5]	8,9 x 10 ²² [5]	9,58 x 10 ²² [5]
Bandlücke (eV)	3,2 - 3,28 (300 K) [5]	3,42 (300 K); 3,51 (1,6 K) [5]	6,03 (300 K) [11]
Durchbruchfeldstärke (V/cm)	5 x 10 ⁶ [5]	3 - 5 x 10 ⁶ (300 K) [12]	1,2 – 1,8 x 10 ⁶ [5]
Elektronenaffinität (eV)	4,1 [13]	4,1 [13]	

Tabelle 1: Eigenschaften von Galliumnitrid in Zinkblende- (kubisch) und Wurtzitstruktur (hexagonal) sowie Aluminiumnitrid (Wurtzit, hexagonal); zum Teil nach Morkoç [12]

Im Gegensatz zum kubischen Material verfügt Wurtzit-GaN nicht entlang aller Achsen über eine Inversionssymmetrie des Kristallgitters. Bezeichnet werden die zwei Stapelfolgen AB bzw. BA nach der abschließenden Schicht. So wird der Metallabschluss Ga-Polarität genannt. Der Stickstoffabschluss entsprechend N-Polarität. Dem Galliumabschluss der Oberfläche wird der Normalenvektor $[0001]$, dem Stickstoffabschluss $[000\bar{1}]$, zugeordnet (vgl. Abbildung 1, S. 5). Die Stapelfolge für das GaN-Material lässt sich über die Wachstumsrandbedingungen vorab definieren. Bei der Molekularstrahlepitaxie (engl. molecular beam epitaxy, MBE) lässt sich die Polarität einstellen, indem eine AlN- (für N-Polarität) oder GaN- (für Ga-Polarität) Pufferschicht auf dem Substrat aufgebracht wird. Zudem kann bei einer AlN-Schicht auch über die Dicke die resultierende Polarität definiert werden. Während bis 5 nm Schichtdicke das aufgewachsene GaN meist Ga-polar ist, tendiert es ab 5 nm eher zur N-Polarität. Darüber hinaus scheint auch die Temperatur einen Einfluss zu haben. So kommt es bei AlN-Wachstum bei 500 °C zum Aufwachsen von Ga-polarem GaN, bei 700 °C – 850 °C zu N-polarem [14], [15]. Auch über das Aufbringen einer Metallschicht (Al oder Ga) oder einem Metall-Stickstoff-Schichtsystem kann eine Einstellung erfolgen [16]. Bei Wachstum auf Saphir mittels

metallorganischer chemischer Dampfphasenabscheidung (engl. metal-organic chemical vapour deposition, MOCVD) wird tendenziell eher ein Kristall mit Metallpolarität gewachsen [17]. Dennoch lassen sich die Erkenntnisse aus der MBE GaN-Polaritätskontrolle auch auf das MOCVD Wachstum übertragen [16].

Darüber hinaus kann man den N-Abschluss auch gewinnen, indem man die Rückseite des Substrates nach der Abscheidung eines Ga-polaren Kristalls durch Ätzen vollständig entfernt. Dann kann man beide Seiten des freistehenden Materials als Oberfläche betrachten und hat damit beide Orientierungen zur Verfügung [18].

Aus der Inversionsasymmetrie resultieren die für III-Nitride typischen Polarisierungseffekte. Diese wiederum haben einen starken Einfluss auf die chemischen, optischen und elektrischen Eigenschaften. Dennoch sind Polarisierung im Kristall und Abschlusschicht an der Oberfläche zu unterscheiden. Beide beeinflussen oben genannte Eigenschaften. Eine Ga-polare Oberfläche kann als letzten Stapel eine Lage Stickstoff haben. Da dieser jedoch bestrebt ist, den energetisch günstigeren Molekularzustand anzunehmen, desorbiert er in den meisten Fällen [19].

Als Polarisierung versteht man im Allgemeinen die Verschiebung der elektrischen Ladungen in einem Kristall. Normalerweise tritt diese bei Dielektrika in elektrischen Feldern auf. In einigen Kristallen verschwindet diese Polarisierung aber aufgrund der Gitterstruktur nicht mit Wegnahme des Feldes. Diese verbleibende Polarisierung ohne elektrisches Feld wird als spontane Polarisierung bezeichnet. Sie tritt entlang einer bestimmten Achse auf. Im Falle des GaN ist das die basalorthogonale c-Achse. Eine Umkehrung der spontanen Polarisierung durch ein elektrisches Feld ist im Gegensatz zu ferroelektrischen Materialien nicht möglich. Sie zeigt immer in $[000\bar{1}]$ -Richtung. Für Galliumnitrid in Ga-Polarität ist ihr Vorzeichen damit negativ.

Neben dem Aufbau des Kristallgitters ist die spontane Polarisierung auch von weiteren Einflüssen abhängig. Beispielsweise ändert sich ihr Wert mit der Temperatur. Diese Eigenschaft wird pyroelektrischer Effekt genannt. Die Änderung der Polarisierung durch Gitterdeformation wird als piezoelektrischer Effekt bezeichnet. Pyroelektrische Kristallstrukturen sind auch immer piezoelektrisch. Die gesamte Polarisierung (P_{ges}) des Kristalls in Richtung der c-Achse setzt sich damit zusammen als Summe aus spontaner (P_{sp}) und piezoelektrischer (P_{pe}) Polarisierung:

$$P_{ges} = P_{sp} + P_{pe} \quad (1)$$

Die piezoelektrische Polarisierung ist abhängig von der Art der Gitterdeformation, das heißt Zug- oder Druckverspannung können die spontane Polarisierung vergrößern (parallele Ausrichtung) oder verkleinern (antiparallele Ausrichtung). Für Zugverspannung ist P_{pe} negativ, für Druckverspannung positiv. Detaillierte Berechnungen der piezoelektrischen Parameter lassen sich in [12] finden. Bei der pyroelektrischen Polarisierung ist zwischen wahrem und falschem Effekt zu unterscheiden. Bei ersterem handelt es sich um die Veränderung der spontanen Polarisierung P_{sp} durch Änderung der Temperatur. Als falschen pyroelektrischen Effekt bezeichnet man die thermische Änderung der Gitterkonstanten und damit eigentlich einen piezoelektrischen Effekt, welcher in P_{pe} eingeht. Bei heteroepitaktischen Schichten ist der wahre Effekt stets klein im Vergleich zum falschen [20].

2.2 Eigenschaften ternärer Nitrid-Legierungen am Beispiel von Aluminiumgalliumnitrid

Aus den binären Gruppe-III-Nitriden AlN, GaN und Indiumnitrid (InN) lassen sich Legierungen mit nahezu beliebigem Mischungsverhältnis herstellen. Da im Rahmen dieser Arbeit AlGaN/GaN-Heterosysteme als Basis für Bauelemente verwendet wurden, soll InN an dieser Stelle keine weitere Rolle spielen.

AlN und GaN bilden eine stetige Legierung $Al_xGa_{1-x}N$ für $x = 0$ (0 % Al, 100 % Ga; reines GaN) bis $x = 1$ (100 % Al, 0 % Ga; reines AlN). Dabei lässt sich eine große Bandlückenvariation zwischen 3,42 eV und 6,026 eV (vgl. Tabelle 1, S. 6) erreichen [21], [22] und nach Gleichung (2) (S. 9) bestimmen. Die Abweichung von der Linearität wird durch den Biegeparameter b beschrieben. Dessen Wert ist nicht eindeutig geklärt und liegt zwischen -0,8 eV und +2,6 eV je nach Veröffentlichung [12].

$$E_{g_{Al_xGa_{1-x}N}}(x) = x E_{g_{AlN}} + (1 - x) E_{g_{GaN}} - bx(1 - x) \quad (2)$$

Die Änderung der Gitterkonstante bei einer Variation von x ist gering. Die Übergänge der Gitterkonstanten folgen dabei annähernd der Vegardschen Regel, welche besagt, dass sich die Gitterkonstanten des Mischkristalls linear mit den Anteilen x bzw. 1-x der Komponenten ändern [12], [21], [23]:

$$a_{Al_xGa_{1-x}N}(x) = (3,1986 - 0,0891 x) \text{ \AA} \quad (3)$$

$$c_{Al_xGa_{1-x}N}(x) = (5,2262 - 0,2323 x) \text{ \AA} \quad (4)$$

$$u_{Al_xGa_{1-x}N}(x) = 0,3819x + 0,3772(1 - x) - 0,0032x(1 - x) \quad (5)$$

Der Widerstand von AlGa_xN-Legierungen steigt stark mit dem AlN-Anteil. Ab ungefähr x = 0,2 ist AlGa_xN nahezu isolierend. Die Elektronenkonzentration ist ebenfalls vom Aluminiumgehalt abhängig. Für eine Erhöhung von x = 0,12 auf x = 0,35 nimmt die Dichte um etwa eine Größenordnung zu. Dabei spielt es keine Rolle, ob die Schicht auf SiC oder auf Saphir aufgewachsen wird. Die Beweglichkeit hingegen bleibt auf beiden Substraten zwischen x = 0,15 und x = 0,30 nahezu konstant. Erhöht man den Al-Gehalt weiter, nimmt die Zahl der Versetzungen zu und die Beweglichkeit nimmt ab [24].

2.3 Polarisationsinduzierte zweidimensionale Ladungsträgergase an Heterogrenzflächen

Die hohen Beweglichkeiten und Dichten von Ladungsträgern in so genannten Ladungsträgergasen ermöglichen die Herstellung von Bauelementen für Hochfrequenz- und Hochleistungsanwendungen. Durch die Polarisierungseffekte in III-Nitriden kann deren Erzeugung frei von Dotierungen erfolgen. Im Folgenden soll nun ein Überblick über grundlegende Mechanismen der Ausbildung von zweidimensionalen Ladungsträgergasen an Heterogrenzflächen in AlGa_xN/GaN gegeben werden.

2.3.1 Ausbildung von 2DEG und 2DHG an der AlGaN-Barriereschicht

Eine Anreicherung von Ladungsträgern zeigt in vielerlei Hinsicht das Verhalten von Gasen und lässt sich entsprechend mit thermodynamischen und statistischen Methoden beschreiben. Dazu gehört, dass selbst in Feststoffen von einer freien Bewegung gesprochen werden kann, wobei sich jedoch die effektive Masse im Vergleich zur Bewegung im Vakuum ändert. Die Ladungsträger befinden sich ohne externes elektrisches Feld in ungeordneter Bewegung und ihre Konzentration ist so gering, dass die coulombsche Abstoßung stets klein ist im Vergleich mit der kinetischen Energie [25]. Im Vakuum oder Feststoffen wie Metallen gilt dies in alle Raumrichtungen. In Heterosystemen ist es möglich, die Bewegung einzuschränken. Damit können sich die Elektronen nur noch in den zwei lateralen Raumrichtungen (das heißt parallel zur Oberfläche) bewegen. Senkrecht dazu kommt es zur Ausbildung von Quantisierungseffekten, die dem von Elektronen in einem Potentialtopf entsprechen [26].

Die spontane und piezoelektrische Polarisierung, die für GaN beschrieben wurden, treten auch in der AlGaN-Legierung auf. Wächst man AlGaN auf GaN oder umgekehrt, kommt es jedoch aufgrund unterschiedlicher Intensität der Polarisierungseffekte zu einer Polarisationsdiskontinuität. Eine Aluminiumgalliumnitridschicht zwischen zwei anderen Schichten (wie GaN-Substrat und GaN-Deckschicht) wird als Barriere bezeichnet. An den Grenzflächen der AlGaN-Barriere treten an der $[0001]$ -Oberfläche negative, an der $[000\bar{1}]$ -Oberfläche positive Polarisationsladungen auf. Diese ziehen freie Ladungsträger im GaN an. Es kommt zu einer starken Überhöhung der Ladungsträgerkonzentration mit der Ausdehnung einiger weniger Nanometer. Diese Schicht wird als zweidimensionales (2D) Ladungsträgergas bezeichnet. Handelt es sich bei den angereicherten Ladungsträgern um Löcher (Elektronenfehlstellen), spricht man von einem zweidimensionalen Löchergas (engl. two-dimensional hole gas, 2DHG), bei Elektronen von einem zweidimensionalen Elektronengas (engl. two-dimensional electron gas, 2DEG) [9]. Im Bändermodell führen die Polarisierungseffekte zu Bandverschiebungen über der Tiefe im Material. Dabei überlagern sich die Orientierungen der spontanen und piezoelektrischen Polarisierungseffekte.

Der vereinfachte induzierte Bandkantenverlauf wird von *Ridley et al.* in [27] dargestellt. Auf diese Veröffentlichung sei auch bei der formellen Berechnung der Polarisationsinflüsse an Heterogrenzflächen verwiesen. Es wird darin eine Formelsammlung zur Verfügung gestellt, um Bandverbiegungen und durch Polarisation akkumulierte Ladungsträgerdichten abschätzen zu können. Es ist möglich, ein Heterosystem so herzustellen, dass es zur Koexistenz beider Ladungsträgergase kommt (vgl. Abbildung 2, S. 12) [28]. Dies konnte auch experimentell nachgewiesen werden [29], [30]. Diese Koexistenz ist besonders interessant für Anwendungen in mikroelektromechanischen Systemen sowie sehr energieeffizienten Schaltungen, welche auch bei hohen Temperaturen funktionieren. Aus diesem Grund wird sie im Rahmen dieser Arbeit betrachtet. Im Gegensatz zu den vielversprechenden positiven Eigenschaften ergeben sich jedoch beispielsweise für Transistoren auch nachteilige Effekte. So ist ein zweites Ladungsträgergas für die Funktion von HEMTs (engl. high electron mobility transistor) schädlich und daher unerwünscht.

Darüber hinaus spielt bei der Ausbildung und Lokalisation des Ladungsträgergases der Verlauf von Valenz- und Leitungsbandkanten im Bändermodell eine wichtige Rolle. Stellt man sich einen Übergang zwischen zwei Materialien mit unterschiedlich breiten verbotenen Zonen vor, muss ein Angleichen der Bandkanten an der Grenzfläche erfolgen. Im Gleichgewichtszustand müssen beide verbundene Materialien ein gemeinsames chemisches Potential haben. Im Falle der betrachteten Halbleiter ist dies die Fermienergie. Bei Angleichung des Fermienergie kommt es zur Verbiegung von Valenzbandober- und Leitungsbandunterkante. Durch die Verkipfung der Bandkanten liegt das Fermienergie im GaN an der $[000\bar{1}]$ -Oberfläche des AlGaN in einem schmalen Bereich über der Leitungsbandunterkante. Die Elektronen des AlGaN-Gitters sind bestrebt, die Zustände im GaN zu besetzen und so einen energetisch günstigeren Zustand zu erreichen. Sie wandern ins benachbarte Kristallgitter und bilden dort ein zweidimensionales Elektronengas [31] (vgl. Abbildung 3, S. 13).

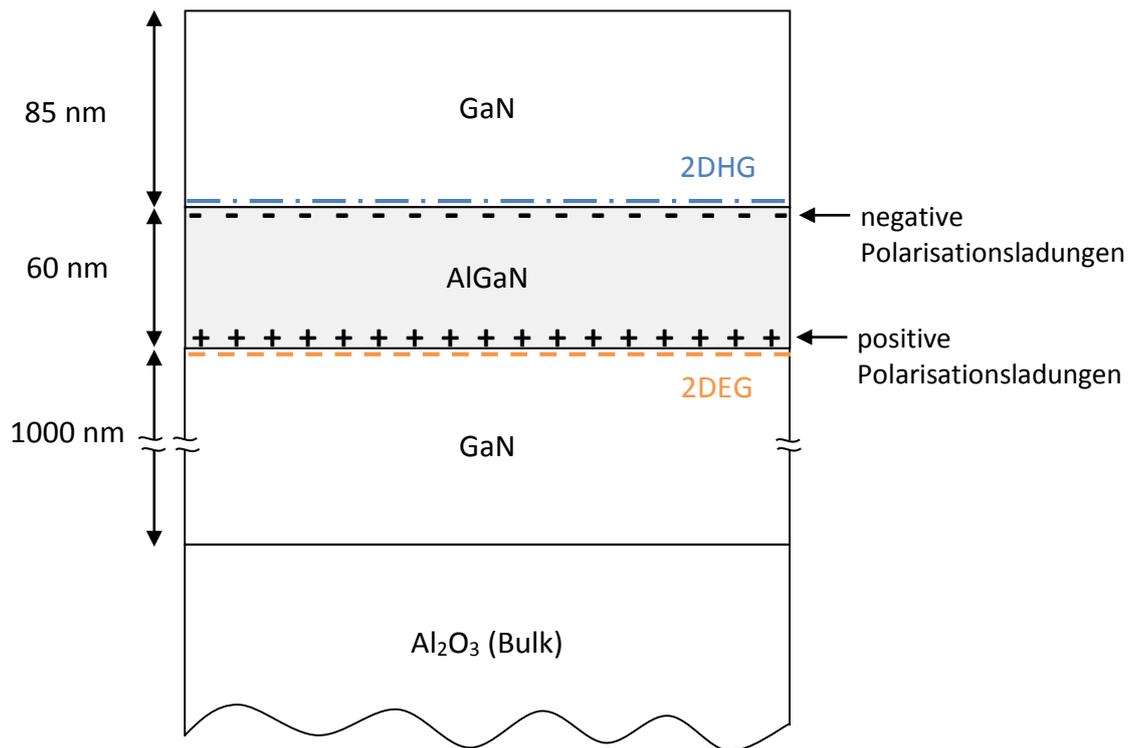


Abbildung 2: Schematischer Schichtaufbau eines GaN/AlGaN/GaN-Heterosystems sowie Lokalisierung von Löcher- und Elektronengas, die sich oberhalb (2DHG) und unterhalb (2DEG) der Barriere ausbilden

Analog dazu verhält es sich an der [0001]-Oberfläche des AlGaN. Hier liegt das Fermi-niveau unter der Valenzbandoberkante. Löcher (also „unbesetzte Elektronen“) sind daher bestrebt, sich dort zu akkumulieren. Sie bilden ein zweidimensionales Löchergas. Der Verlauf der Bandkanten und die daraus resultierende Verteilung der Ladungsträger lässt sich mit dem Programm nextnano³® [32] simulieren. Bei diesem handelt es sich um einen Simulator zur Berechnung der elektronischen Struktur von null- bis dreidimensionalen Heterostrukturen. Abbildung 3 (S. 13) zeigt den Verlauf der Bandkanten sowie die resultierende Ladungsträgerkonzentrationsverteilung einer simulierten Heterostruktur. Die Schichtfolge und Dicke der Schichten entspricht dem System aus Abbildung 2. Die Energieskala ist dabei so gewählt, dass das Fermi-niveau (E_F) auf 0 eV liegt. Es ist zu erkennen, dass sich an der oberen GaN/AlGaN-Grenzfläche 85 nm unter der Oberfläche (links) die beschriebene Verbiegung der Valenzbandoberkante (E_V) über das Fermi-niveau hinaus ausbildet. An dieser Stelle akkumulieren die Löcher.

Die maximale Ladungsträgerkonzentration (p) übersteigt dabei $1,1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Die Ausdehnung in der Tiefe beträgt unter 1 nm (Halbwertsbreite). An der AlGaIn/GaN-Grenzfläche, welche weitere 60 nm tiefer liegt, kommt es in einen schmalen Bereich zum Abfall der Leitungsbandunterkante (E_C) unter das Fermi-niveau. An dieser Stelle kommt es zu Akkumulation der Elektronen. Ihre Ladungsträgerkonzentration (n) erreicht dabei einen Wert von über $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Die Anreicherungszone ist mit etwa 3 nm Halbwertsbreite dicker als beim 2D Löchergas.

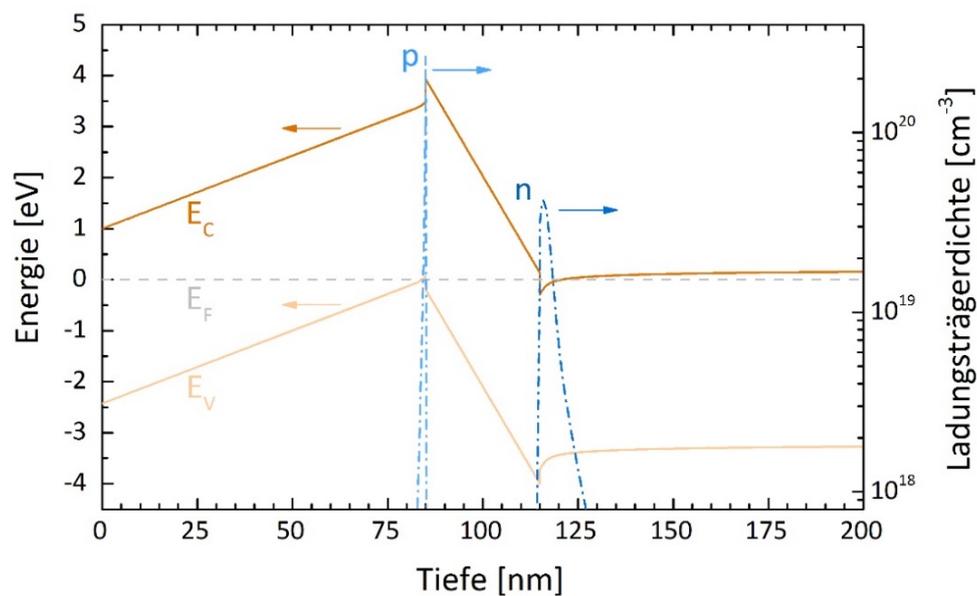


Abbildung 3: Mit nextnano³® simulierter Verlauf von Leitungsbandunterkante und Valenzbandoberkante in einem GaN (85 nm)/AlGaIn (60 nm)/GaN (500 nm, als Ausschnitt) -Heterosystem sowie der Ladungsträgerkonzentrationsverlauf für Elektronen und Löcher über der Tiefe (Oberfläche links)

2.3.2 Simulation des Einflusses der Barrierekonfiguration und einer zusätzlichen AlN-Zwischenschicht auf die Ladungsträgergaseigenschaften

Um Bauelemente für Hochfrequenz- und Hochleistungselektronik herstellen zu können, muss eine Vielzahl von Parametern optimiert werden. Für Anwendungen im Mikrowellenbereich ist vor allem die Beweglichkeit der Ladungsträger wichtig, damit diese dem schnell alternierenden Signal folgen können. In der Leistungselektronik sind es vor allem die Durchbruchfeldstärke und Stromdichte, die für das Bauelement ausschlaggebend sind. Aus diesem Grund wird das Produkt aus Ladungsträgerdichte (Elektronendichte n bzw. Löcherdichte p) und -beweglichkeit (Elektronenbeweglichkeit μ_n bzw. Löcherbeweglichkeit μ_p) als Maß für die Leistungsfähigkeit verwendet, da es sich entgegengesetzt proportional zum An-Widerstand von Bauelementen wie HEMTs verhält [33], [34]. Ladungsträgerdichte und -beweglichkeit in einem Ladungsträgergas sind jedoch über Schichtaufbau und -zusammensetzung miteinander verknüpft. Die wichtigsten Parameter sind dabei der Aluminiumgehalt x des $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ und die Dicke dieser Barrierschicht sowie die Dicke einer abschließenden GaN-Schicht zur Oberflächenpassivierung und gegebenenfalls die Dicke einer AlN-Zwischenschicht an der unteren AlGaN/GaN-Grenzfläche [35], [36].

Wie bereits beschrieben sind Polarisierungseffekte sowie Leitungs- bzw. Valenzbanddiskontinuitäten (2DEG bzw. 2DHG) für die Ausbildung der Ladungsträgergase entscheidend. Mit Hilfe der zugehörigen Parameter lässt sich deshalb auch die entstehende Ladungsträgerdichte rechnerisch ermitteln [33], [37]. Darüber hinaus ist eine experimentelle Bestimmung von Ladungsträgerdichte und -beweglichkeit über Hall-Effekt-Messungen möglich. Diese werden später in Kapitel 4.2 noch genauer beschrieben. Sowohl Simulationen als auch experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass die Beweglichkeit von Elektronen im 2DEG mit steigendem Aluminiumgehalt sinkt, während die Dichte zunimmt [33], [37], [38], [39], [40], [41]. Für die Abnahme der Beweglichkeit sind vor allem Legierungsstreuungseffekte verantwortlich. Weiterhin wirkt die Grenzflächenstreuung als zweite Komponente begrenzend auf die Beweglichkeit [41], [42]. Eine Erhöhung von x über 0,38

hinaus verringert die verspannungsinduzierte Polarisierung durch Deformationsrelaxation [38], [43], was zu einer Abnahme der 2DEG-Konzentration führt [37], [41]. Die AlGaN-Barriere, die auf dem GaN-Gitter aufgewachsen wird, übernimmt in den ersten Atomlagen die Gitterkonstanten des GaN-Kristalls. Die Differenz zur natürlichen Gitterkonstante führt zu Verspannungen und damit zur Polarisationsdiskontinuität zwischen GaN und AlGaN. Es kann festgestellt werden, dass die Ladungsträgerdichte zunächst mit zunehmender Barriere­dicke steigt und dann aber immer mehr in Sättigung geht. Experimentelle und simulierte Ergebnisse bestätigen dies übereinstimmend [41], [44], [45]. Außerdem kommt es ab 20 nm bis 30 nm zur Ausbildung feinsten Risse, welche zwischen 40 nm und 70 nm rapide zunehmen [46].

Eine Möglichkeit, die Beweglichkeit der Elektronen zu erhöhen, besteht in der Erzeugung einer AlN-Schicht an der AlGaN/GaN-Grenzfläche. *Li et al.* [47] haben in Untersuchungen herausgefunden, dass das Vorhandensein einer solchen Schicht in einem AlGaN/GaN-Heterosystem auf Saphir die Beweglichkeit sprunghaft bis auf das Doppelte ansteigen lässt. Eine Vielzahl weiterer Untersuchungen auf diesem Gebiet folgte, wobei stets eine bessere Beweglichkeit nachgewiesen werden konnte [36], [39], [48].

Die meisten Betrachtungen der Auswirkung von verschiedensten Einflussgrößen auf Ladungsträgercharakteristika beziehen sich ausschließlich auf das weiter verbreitete Elektronengas [33] - [41], welches durch weit höhere Beweglichkeiten für Hochfrequenzanwendungen besser geeignet und zudem besser kontaktierbar ist. Da jedoch das gemeinsame Vorhandensein von beiden Ladungsträgergasen in einem Heterosystem von besonderem Interesse für elektronische und elektromechanische Systeme [30] ist, wurden im Rahmen dieser Arbeit in eigenen Simulationen die Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte von den Parametern Aluminiumgehalt, AlGaN- sowie GaN-Schichtdicke vertieft. Dazu wurde die Simulationssoftware nextnano³® verwendet. Einen Überblick über die gewählten Parameter zeigt Tabelle 2 (S. 16). Dabei wurden die Schichtdicken so festgelegt, dass eine Ausbildung von Elektronengas und Löchergas unabhängig voneinander sowie zusammen betrachtet werden kann. Für reine 2DEG-Heterosysteme wurde eine 2 nm dicke Abschluss­schicht aus GaN als oberste Schicht (Cap) angenommen. Darin kann sich kein 2DHG ausbilden. Deswegen ermöglichen 40 nm und 85 nm GaN als Cap eine Löchergasentstehung bei hinreichender Barriere­dicke.

		GaN-Dicke (Top-Layer/Cap)		
		2 nm	40 nm	85 nm
AlGaIn-Dicke (Barriere)	6 nm		X	X
	30 nm	X X*	X	X
	60 nm		X	X
	120 nm		X	X

* mit 2 nm AlN-Zwischenschicht an der unteren AlGaIn/GaN-Grenzfläche

Tabelle 2: Übersicht der mit nextnano³® simulierten Systeme; Neben der Variation der Schichtdicken wurden für alle Kombinationen auch unterschiedliche Aluminiumanteile x im $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (zwischen 10 % und 50 % in 5 % Schritten) betrachtet.

Für alle Materialkombinationen wurde zudem der Aluminiumgehalt der AlGaIn-Barriere zwischen 10 % und 50 % in 5 %-Schritten variiert, um die Unterschiede in den resultierenden Ladungsträgerdichten in beiden Gasarten zu untersuchen.

Die sich ergebenden Verläufe von Leitungsbandunter- und Valenzbandoberkante sowie der Ladungsträgerdichte für beide Gasarten wurden beispielhaft bereits in Abbildung 3 (S. 13) dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Bandkanten durch die Polarisation stark verkippt sind und an den Materialübergängen zudem noch eine Verbiegung durch Angleichung des Fermi-niveaus stattfindet. Bei dem dabei simulierten Heterosystem handelt es sich um 85 nm GaN auf 60 nm AlGaIn, beides gewachsen auf einer dicken GaN-Schicht (500 nm, nicht vollständig dargestellt). Mit eigener Achse ist die Ladungsträgerdichte dargestellt. An den Grenzflächen ist deutlich die starke Anreicherung von Löchern (obere Grenzfläche) und Elektronen (untere Grenzfläche) zu sehen. Ihre Dichte steigt innerhalb von 1-2 nm um mehr als drei Größenordnungen auf ein Maximum und fällt dann genauso schnell wieder ab. Dieser scharf eingegrenzte Bereich erlaubt die Definition als zweidimensionales System. Die Bewegung ist nur in zwei Richtungen möglich.

Ziel der Simulationen sollte sein, die im Rahmen der experimentellen Arbeit verwendeten Heterosysteme (nur Elektronengas) theoretisch nachbilden zu können. Darüber hinaus wurden Parameter verwendet, bei denen 2DEG und 2DHG in einem Heterosystem parallel erzeugt werden können. Abbildung 4 zeigt die Maxima der Ladungsträgerdichte im Heterosystem, wobei die Ladungsträgerart durch die Farbe und der Aluminiumgehalt x durch die Symbolform angezeigt wird.

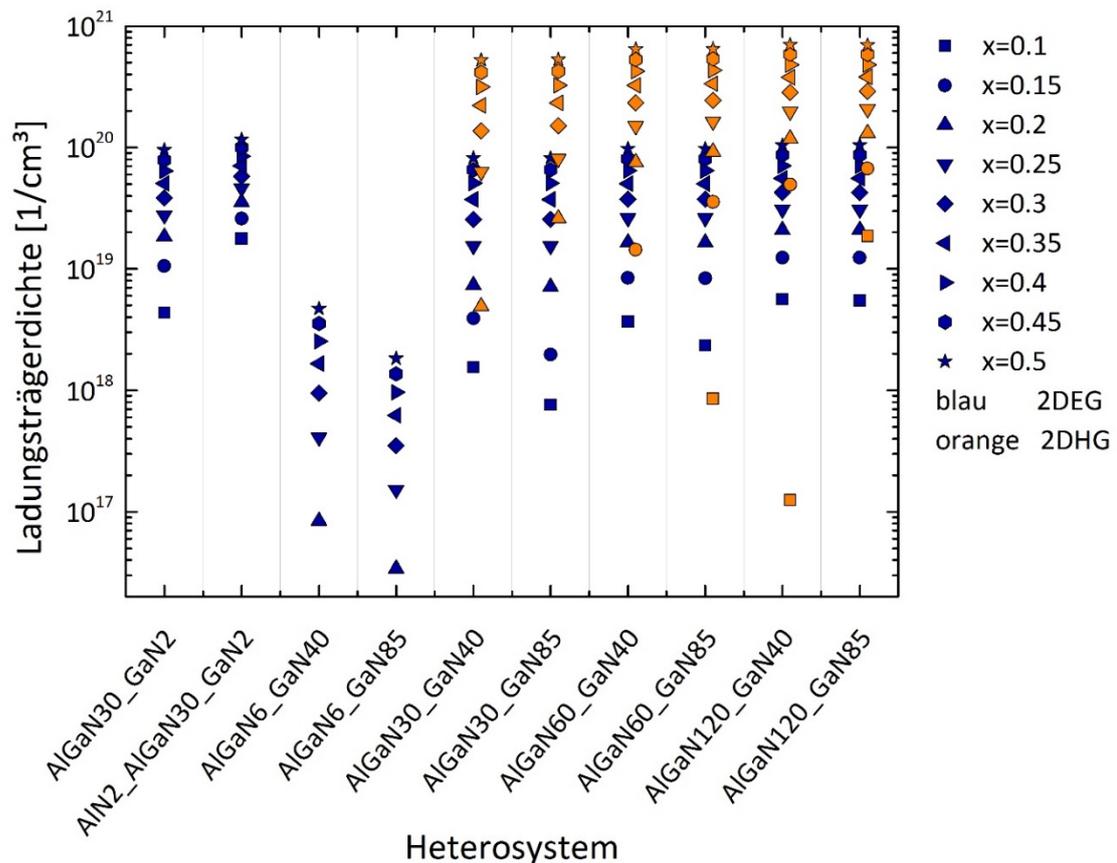


Abbildung 4: Maxima der Ladungsträgerdichten von Elektronen- (blau) und Löchergas (orange) in Abhängigkeit vom Aufbau des GaN/AlGaIn/GaN-Schichtsystems und des Aluminiumgehalts x im $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Während Elektronengas (unter der Barriere) auch für dünne Cap-GaN-Schichtdicken und dünne AlGaIn-Barrieren auftritt, bildet sich Löchergas (über der Barriere) erst oberhalb kritischer Dicken für beide Schichten. Die Bezeichnungen der Heterosysteme geben Aufschluss über ihren Aufbau (von unten nach oben). So bedeutet AlN2_AlGaIn30_GaN2, dass auf dem 500 nm GaN Layer, auf dem alle Systeme aufgewachsen sind, eine 2 nm dicke AlN- Zwischenschicht, dann eine 30 nm dicke Barriere und als Abschluss eine 2 nm GaN-Schicht abgeschieden wurden.

Es ist zu sehen, dass es für alle simulierten Schichtfolgen zur Ausbildung des zweidimensionalen Elektronengases kommt. Die Maxima unterscheiden sich dabei um ein bis zwei Größenordnungen. Allerdings kommt es für dünne GaN-Cap-Schichten und für dünne AlGaN-Barrierschichten nicht zur Ausbildung eines zweidimensionalen Löchergases. In Abbildung 5 (S. 19) ist die Abhängigkeit der Ladungsträgerdichtemaxima vom Aluminiumgehalt dargestellt. Es ist ebenfalls zu erkennen, dass die Elektronendichte mit zunehmendem Aluminiumgehalt x stetig steigt, $\Delta n/\Delta x$ jedoch zunehmend kleiner wird (vgl. Abbildung 5 a)). Nahezu alle simulierten Heterosystemkonfigurationen führen dabei zur Entstehung von Elektronengasen mit gleichem Dichtemaximum. Nur eine dünne AlGaN-Barriere-Dicke von 6 nm führt zu deutlich niedrigeren Werten von maximal $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Für die Löcherdichten kommt es zu zwei Abhängigkeiten. Da eine weitere GaN-Schicht oberhalb der Barriere aufgewachsen wird, in der sich das 2DHG ausbildet, ist die Dichte sowohl von der AlGaN-Schichtdicke als auch von der Dicke der Deckschicht abhängig. Es ist zu erkennen, dass es sowohl für dünnes AlGaN (6 nm bei 45 nm und 80 nm GaN) als auch für dünnes GaN (2 nm bei 30 nm AlGaN) nicht zur Ausbildung eines Löchergases kommt. Für die anderen simulierten Kombinationen kommt es stets ab einem Aluminiumgehalt von 15 % zur Ausbildung des Löchergases, wobei $\Delta p/\Delta x$ im gleichen Maß abnimmt wie für die Elektronen.

Integriert man die Ladungsträgerdichte (Einheit cm^{-3}) über die Dicke des Gases, so erhält man die Flächenladungsträgerdichte (Einheit cm^{-2}). Für die im Rahmen der Bauelementeherstellung verwendeten Heterosysteme mit 2 nm GaN-Cap und 30 nm AlGaN-Barriere ergab die Simulation Werte von

$$1,050 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ (35 \% ohne AlN-Zwischenschicht),}$$

$$1,115 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ (35 \% Al mit AlN- Zwischenschicht) und}$$

$$6,731 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ (20 \% Al mit AlN- Zwischenschicht).}$$

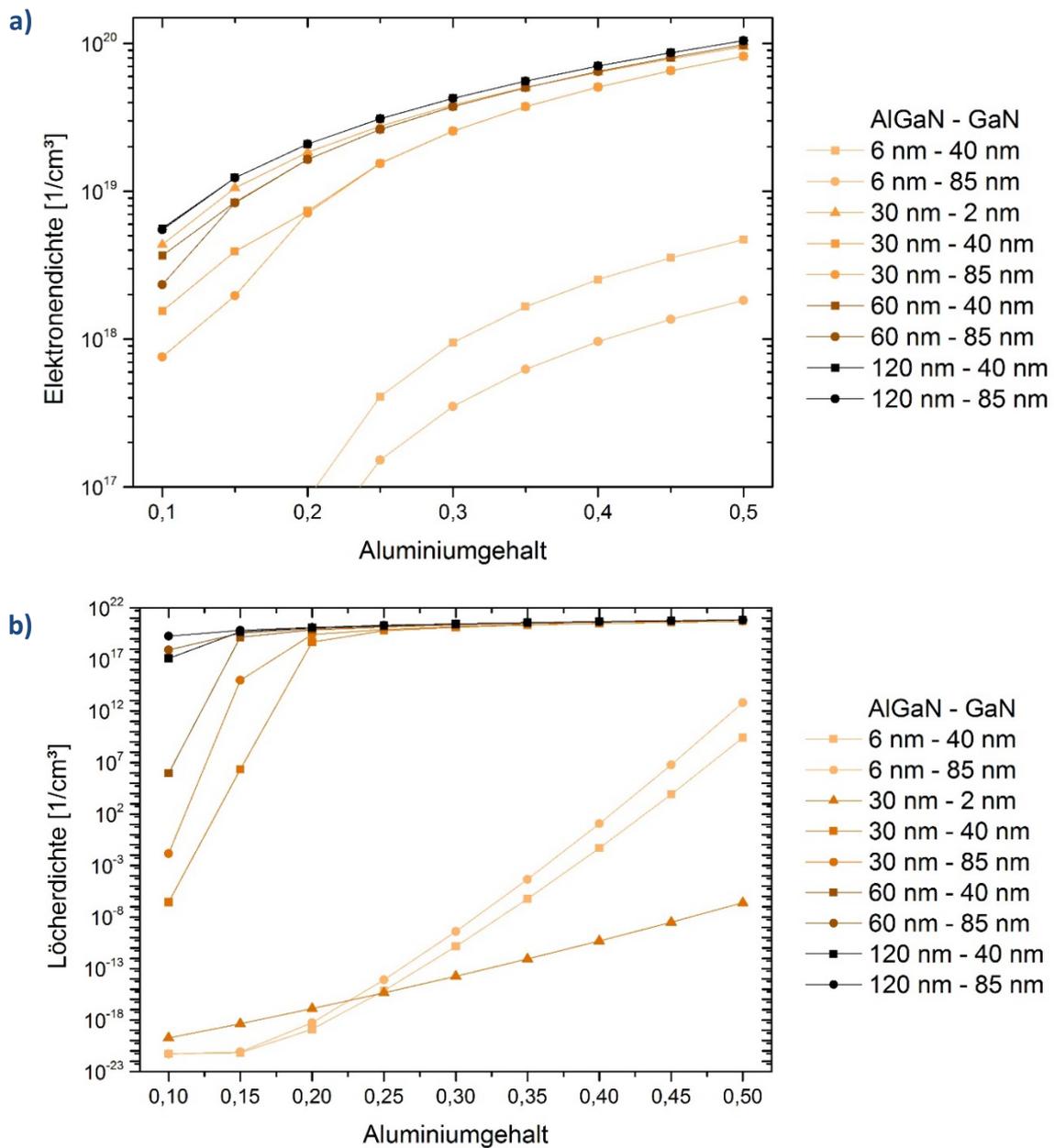


Abbildung 5: Maxima der a) Elektronendichten und b) Löcherdichten über dem Aluminiumgehalt für verschiedene Schichtendicken der AlGaN-Barriere und der GaN-Cap-Schicht; simuliert mit nextnano³®

Dabei wurde die jeweilige Ladungsträgergasausdehnung über die Halbwertsbreite in Richtung der Basalnormalen mit etwa 2 nm bis 3 nm bestimmt. Diese Dicke wurde grafisch aus den Darstellungen der simulierten Werte ermittelt. Mit Hilfe von Hall-Effekt-Messungen wurden die Ladungsträgerdichten auch anhand der hergestellten Heterosysteme untersucht (vgl. Tabelle 5, S. 56). Es zeigt sich, dass der Unterschied zwischen simulierten und gemessenen Werten 3 - 4 % beträgt.

2.3.3 Externe Einflüsse auf Ladungsträgergase

Neben den intrinsischen Strukturparametern ist das Verhalten von elektronischen Bauelementen auch immer von äußeren Einflüssen abhängig. Kritischste Größe ist dabei häufig die Temperatur. Ebenso beeinflusst das Ladungsumfeld die Funktion. So können Ladungen beabsichtigt [49], [50], [51] oder unbeabsichtigt [52], [53], [54], [55] ihr Feld in den aktiven Bereich eines Bauelements einbringen. In jedem Fall verändert sich dadurch die Ladungsträgerdichte im Halbleitermaterial. In den hier verwendeten Heterosystemen sind es vor allem Anreicherungs- und Verarmungserscheinungen durch Oberflächen-, Grenzflächen-, Seitenflächen- und Trap-Ladungen, die Geometrie und Funktion des Ladungsträgergases beeinflussen.

2.3.3.1 Temperaturabhängigkeit der Eigenschaften des zweidimensionalen Elektronengases

Die Ausdehnung des Kristallgitters ist abhängig von der Temperatur. Die Ausdehnungskoeffizienten sind in hexagonalen Wurtzitgittern abhängig von der Richtung im Gitter. Man unterscheidet entsprechend der Gitterkonstanten a und c die Änderung von a , welche als $\alpha_a = \Delta a/a$ bezeichnet wird, und c als $\alpha_c = \Delta c/c$. Da die Nitride häufig auf anderen Materialien gewachsen werden, gibt es eine Streuung der konkreten Werte für die thermischen Ausdehnungskoeffizienten [12].

Für GaN liegen die Werte in den Bereichen von $\alpha_a = \Delta a/a = (3,2 \dots 6,2) \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ und $\alpha_c = \Delta c/c = (2,8 \dots 7,8) \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, je nach Substrat und Temperaturbereich [12], [56], [57]. Für AlN reichen die Werte von einem isotropen Koeffizienten $\alpha_a = \alpha_c = 2,56 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ bei Raumtemperatur bis zu $\alpha_a = 4,2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ und $\alpha_c = 5,3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [58], [59]. Die Werte sind

zudem abhängig von der Reinheit des Materials. Für dotierte Kristalle ändern sich die Werte abhängig von der Dotierstoffkonzentration [60].

Der Verlauf der 2D-Elektronendichte kann in drei Bereiche unterteilt werden. Zunächst bleibt sie für Temperaturen zwischen 0 und 100-150 K etwa konstant. Über diesem Wert beginnt ein Bereich des Anstiegs, der jedoch für verschiedene Substrate unterschiedlich stark ausgeprägt ist. Während auf Saphir gewachsenes Material eine Zunahme von mehr als einer Größenordnung verzeichnet [44], [61], [62], bleibt die Elektronendichte in Heterosystemen auf Siliziumkarbid (SiC) etwa konstant [61], [63], [64]. Für Temperaturen über 250-300 K steigt die Ladungsträgerdichte für Systeme mit Saphirbasis etwa linear weiter an [65], während die SiC-basierten Materialien auch dann ihre Ladungsträgerdichte kaum ändern [64].

Die Ladungsträgerbeweglichkeiten verhalten sich hingegen in beiden Systemen ähnlich. Sie fallen monoton für steigende Temperatur. Unter 100 K beginnt zunächst ein Bereich mit flachem Abfall, der dann in beiden Systemen zunimmt. In dem Bereich zwischen 150 K und 250 K ist die Temperaturabhängigkeit stärker ausgeprägt [39], [61], [64], [66]. Darüber hinaus flacht der Verlauf wieder etwas ab [64], erreicht jedoch bis etwa 600 K keine Sättigung. Erst darüber hinaus ändert sich die Beweglichkeit nur noch gering mit der Temperatur [65]. Die Beweglichkeit wird vor allem durch die Streuvorgänge begrenzt (vgl. Abbildung 6, S. 22). Dabei spielen die verschiedenen Formen von akustischer und optischer Phononen-, Grenzflächen- und Legierungsstreuung eine unterschiedlich starke Rolle. Diese müssen alle in den Modellen zur Darstellung beachtet werden, wobei die akustische und die optische Phononenstreuung die Beweglichkeit dominieren [39]. Zwischen 200 K und 250 K findet ein Übergang des begrenzenden Mechanismus von akustischer zu optischer Phononenstreuung statt [39]. Für hohe Temperaturen ist es vor allem die Streuung an longitudinalen optischen Phononen, die die Beweglichkeit begrenzt [65].

Für das Raumtemperaturverhalten, bei dem unsere Bauelemente zum größten Teil untersucht wurden, befindet sich die Ladungsträgerdichte aufgrund des Wachstums auf einem SiC/Si-Pseudosubstrat in einem stabilen Bereich. Die Änderung der Beweglichkeit ist bereits über den Punkt ihrer größten Steilheit hinaus, jedoch nicht vernachlässigbar.

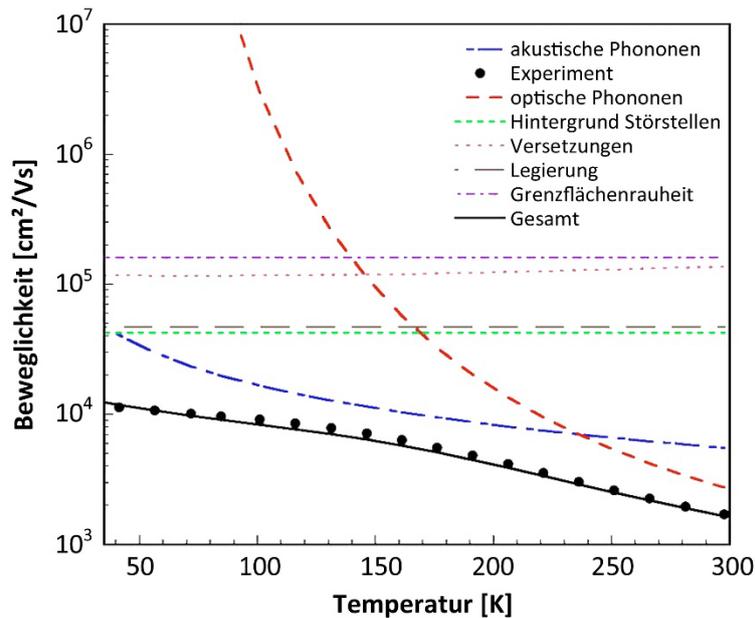


Abbildung 6: Abhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit von der Temperatur in $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ auf Saphir durch Überlagerung der wesentlichen Streumechanismen nach [39]

2.3.3.2 Ladungseffekt- und Trapping-Einfluss auf die Ladungsträgereigenschaften

Die Ladungsträgerdichte im zweidimensionalen Elektronengas lässt sich durch elektrische Felder beeinflussen. Die verbreitetste Nutzung dieses Effekts ist die Steuerung des 2DEG-Kanals in einem Feldeffekttransistor mit hoher Ladungsträgerbeweglichkeit (engl. high electron mobility transistor, HEMT) durch ein Gate. Zu unterscheiden ist dabei zwischen externen und internen Feldern. Erstere werden wie beispielsweise beim HEMT durch eine Elektrode in der Nähe des Kanals erzeugt. Ihre Steuerung ist durch eine gezielte Kontaktierung möglich. Daneben gibt es aber interne Felder, welche durch Ladungen im oder um das Bauelement entstehen. Solche internen Felder wiederum lassen sich durch definiertes Einbringen von Ladungsschwerpunkten erreichen. Meist jedoch entstehen sie ungewollt an Ober- und Grenzflächen. Diese unerwünschten Arten der Aufladung sind deshalb nach Lokalisation und Entstehung zu unterscheiden.

Die erste Gruppe in sind Elektronenanreicherungen, die sich an der Oberfläche der Nanostrukturen ausbilden können. Solche beschreiben *Iñiguez-de-la-Torre et al.* in [52] und [53]. Es werden dabei TTI-Bauelemente untersucht, die denen aus dieser Arbeit sehr ähnlich sind. Dabei kommt es durch Diskontinuitäten in den oberflächennahen Bereichen des Kristallgitters zu Anreicherungen von Ladungen. Diese beeinflussen dann sehr stark die Charakteristika der Bauelemente. In [55] wird von *Vetury et al.* ein ähnlicher Einfluss von Oberflächenladungen beschrieben. Hierbei wird berichtet, wie sich bei Transistoren in der Nähe des Gates negative Ladungen akkumulieren können und durch ihr Feld den Kanal unerwünscht verarmen. Dieses Phänomen führt zum so genannten current-collapse-Effekt, der eines der Hauptprobleme bei der Herstellung von zuverlässigen GaN-HEMTs mit hoher Ausgangsleistung darstellt.

Eine zweite Gruppe von Aufladungen kann an der Grenzfläche zwischen Aluminiumgalliumnitrid und Galliumnitrid auf Siliziumsubstraten auftreten. *Freedman et al.* zeigen in [54], dass die Ladungsdichte an der Heterogrenzfläche direkt von der Dicke der Pufferschicht abhängt und durch Erhöhung der Schichtdicke (5 μm) im Vergleich zu dünneren Schichten (1,25 μm) um nahezu eine Größenordnung auf $2,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ reduziert werden kann. Es konnte gezeigt werden, dass dies die Transporteigenschaften im 2DEG-Kanal verbessert.

Als dritte Gruppe sind Aufladungen direkt oberhalb der Heterogrenzfläche zu betrachten. Diese können durch Erzeugung von Quantenpunkten unmittelbar oberhalb des 2DEG verursacht werden. Im Gegensatz zu den unerwünschten Oberflächenladungen werden diese aber gezielt erzeugt. Ein Beispiel dafür liefert [49]. Bei der Herstellung des darin vorgestellten Quantenpunktschalters wird ein Aluminiumgalliumarsenid/Galliumarsenid-Heterosystem verwendet, um ein zweidimensionales Elektronengas zu erzeugen. Mittig in die 2DEG-erzeugende AlGaAs-Barriere wird eine 1,4 nm dünne Indiumgalliumarsenid-Schicht gewachsen. Dieses Material bildet dabei gleichverteilte Inseln, die als Quantenpunkte mit 25 nm Durchmesser agieren. Abschließend folgen weitere AlGaAs- und GaAs-Schichten. Das System erreicht mit $8500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (bei $T = 4,2 \text{ K}$) immer noch eine deutlich höhere Beweglichkeit als die in dieser Arbeit verwendeten Nitrid-Heterosysteme. Dennoch ist der Wert durch die Quantenpunkte schon eingeschränkt und reicht durch die zusätzlichen Streuzentren im InGaAs nicht mehr an Maximalwerte vergleichbarer Heterosysteme heran [67]. Die Quantenpunkte sind bereits im spannungsfreien Zustand negativ geladen und

verdrängen deshalb Elektronen im unmittelbar benachbarten 2DEG. Es entstehen wiederum Anti-Quantenpunkte, die als Streuzentren wirken und die Beweglichkeit stark verringern. Da die InGaAs-Punkte beliebig geladen werden können, lässt sich das Transportverhalten dauerhaft einstellen. Das System agiert als Speicher.

Darüber hinaus gibt es auch an den Seitenflächen geätzter Strukturen Aufladungen. Diese bilden eine vierte Gruppe. Sie treten meist zusammen mit Oberflächenladungen auf. Da sich Seitenwände mit Hilfe von Ätzprozessen gezielt in beliebiger Form herstellen lassen, kann auch dieser Effekt der 2DEG-Beeinflussung durch Ober- und Grenzflächenladungen für Bauelemente genutzt werden. *Song et al.* [50] haben ein Konzept für ein selbstschaltendes Bauelement vorgestellt, das durch *Mateos et al.* [51] über die oben beschriebenen Oberflächenladungseffekte erklärt werden konnte. Dabei handelt es sich um so genannte self-switching devices (SSD), deren Funktion durch ihr unsymmetrisches Design bestimmt wird und nicht durch Dotierprofile. Ihre Charakteristik entspricht dennoch im Wesentlichen denen von Dioden, jedoch kann die Flussspannung über die geometrische Definition der Kanalbreite frei zwischen 0 V und 10 V eingestellt werden. Die Autoren berichten zunächst über die Herstellung in Indiumgalliumarsenid/Indiumphosphid- und Indiumgalliumarsenid/Indiumaluminiumarsenid-Heterosystemen mit zweidimensionalem Elektronengas, sagen jedoch die Funktionalität von Siliziumbauelementen dieser Art voraus. Neben der Einstellbarkeit der Flussspannung ist es auch die einfache Herstellung mit nur einem Lithografieschritt, die eine solche Zweikontaktstruktur interessant macht. In [51] wird der Aufbau dieser SSD aufgegriffen und durch Ober- und Seitenflächenladungsverteilung beschrieben. Die experimentellen und simulierten Ergebnisse stimmen dabei sehr gut überein. Es kann zudem gezeigt werden, dass eine Skalierung zu noch kleineren Strukturen die Anwendung bis hinein in die THz-Elektronik ermöglichen wird.

Der Self-Gating Effekt wird im Rahmen dieser Arbeit noch einmal aufgegriffen werden. Es handelt sich dabei jedoch um eine Fortentwicklung des T-Typ-Gleichrichters, dessen Steuerung nicht ausschließlich durch Oberflächenladungen, sondern über einen Feldeffekt kontrolliert wird. Er gehört zur Gruppe der Dreikontaktstrukturen, wird aber aufgrund seiner selbstinduzierten Steuervorgänge als *Three-Terminal Self-Gating Device* (TSD) bezeichnet (vgl. Kapitel 6.3).

KAPITEL 3

Technologie der Substrat- und Bauelementeherstellung und -charakterisierung für AlGa_N/Ga_N-Heterosysteme auf 3C-SiC(111)/Si(111)-Pseudosubstraten

Wie bereits in Kapitel 2 erläutert, bietet ein Schichtsystem aus Aluminiumgalliumnitrid /Galliumnitrid durch seine Polarisation und die pyro-/piezoelektrischen Eigenschaften hervorragende Möglichkeiten für Anwendungen sowohl in der Hochleistungs- als auch Hochfrequenzelektronik. Beides wird durch die hohe Ladungsträgerdichte bei gleichzeitig hoher Beweglichkeit in einem zweidimensionalen Elektronengas ermöglicht. Dieses Heterosystem kann dabei mit verschiedenen technischen Methoden gewachsen werden. Die zwei verbreitetsten Verfahren sind dabei die Molekularstrahlepitaxie [66], [68], [69], [70], [71] und die metallorganische chemische Dampfphasenabscheidung [72], [73], [74]. Das Wachstum ist auf verschiedenen Substraten möglich. Obwohl sich Saphir [68], [72], [74], [71], [73] durch seine kostengünstige Verfügbarkeit als grundlegendes Wafermaterial anbietet, ist dessen Verwendung mit Problemen verbunden. Die Gitterfehlانpassung ist deutlich höher als beispielsweise die von Siliziumkarbid (SiC), was zu stärkerer Versetzungsbildung führt. Aus diesem Grund ist es wichtig, das Wachstum entweder während des Prozesses in situ zu steuern [69] oder auf andere Materialien wie 6H-SiC [73], [74], [71], 4H-SiC [74], einen freistehenden Ga_N-Kristall [70], [71], [75] oder 3C-SiC/Si [76] zu übertragen. Die letzte Methodik wurde für die Herstellung der Substrate verwendet, wie sie im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kamen. Durch das Aufwachsen einer Siliziumkarbidschicht auf einem Si(111)-Wafer [77] ist es möglich, versetzungsarme AlGa_N/Ga_N-Heterosysteme zu wachsen und AlGa_N/Ga_N damit in die bestehenden Siliziumtechnologieabläufe zu integrieren.

3.1 Herstellung von 3C-SiC(111)/Si(111)-Pseudosubstraten und MOCVD Wachstum

Silizium ist nach wie vor das verbreitetste Material der Halbleitertechnologie. Seit vielen Dekaden kann es den neuen Anforderungen an höhere Packungsdichte und höhere Taktfrequenzen durch die Skalierung zu kleineren kritischen Bauelementedimensionen gerecht werden. Dennoch wird das Ende dieser Skalierbarkeit bereits seit mehreren Jahren vorhergesagt. Daraus ergibt sich ein Materialdilemma. Auf der einen Seite steht die etablierte Siliziumtechnik, die bereits sehr weit entwickelt ist und nach wie vor eine ökonomische Produktion fast aller Anwendungen zulässt. Auf der anderen Seite stehen einige Grenzbereiche der Anwendungen (wie Höchsthfrequenz- und Hochleistungsdichte-bauelemente), welche zwingend Materialalternativen erfordern. Um dieses Dilemma zu lösen, liegt eine Verknüpfung verschiedener Materialien in einem Prozess auf der Hand. Direktes Wachstum von Nitrid-Heterosystemen auf Silizium ist jedoch aufgrund der großen Gitterfehlpassungen nicht möglich. Eine Variante ist die Nutzung einer Übergangsschicht aus kubischem Siliziumkarbid (3C-SiC), welches heteroepitaktisch mittels chemischer Dampfphasenabscheidung im Ultrahochvakuum (engl. ultra high vacuum chemical vapour deposition; UHVCVD) auf Silizium(111)-Wafern aufgewachsen werden kann [77]. Dabei muss das Si/C-Verhältnis in der Gasphase eingestellt werden, damit die Grenzflächenqualität hoch und die interne Verspannung möglichst klein wird. Um im Wachstumsprozess den Einfluss der deutlich unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten zu reduzieren, muss die Wachstumstemperatur um 1000 °C gehalten werden. Damit ist es möglich, Schichtdicken von über 50 nm zu wachsen. Das 3C-SiC auf dem Si verhält sich bei hinreichender Qualität dann für weitere Prozesse als wäre es ein 3C-SiC-Kristall. Man spricht von einem Pseudosubstrat.

Auf dieses kubische Siliziumkarbid wird dann eine 100 nm dicke Aluminiumnitridschicht bei 950 °C gewachsen und bei 1060 °C rekristallisiert. Diese dient als Nukleationsschicht für das folgende GaN-Schichtsystem. Nach dem AlN folgen 500 nm GaN, nochmals 100 nm AlN und eine zweite Lage 500 nm GaN. Diese verhältnismäßig dicken Schichten sollen vom Pseudosubstrat bis zur aktiven Schicht ein defektarmes Kristallgitter erzeugen. Den Abschluss

des Heteroschichtsystems bilden eine 20-30 nm dicke AlGaN-Schicht, unter der sich das Elektronengas ausbildet, sowie ein GaN-Cap [76], [78]. Diese ist nur etwa 2 nm dick und dient zur Passivierung der Oberfläche. Das Wachstum erfolgt vollständig mittels MOCVD. Der schematische Aufbau dieses AlGaN/GaN-Systems auf 3C-SiC/Si-Pseudosubstrat ist in Abbildung 7 a) zu sehen. Der Aluminiumgehalt dieses Heterosystems beträgt 35 %.

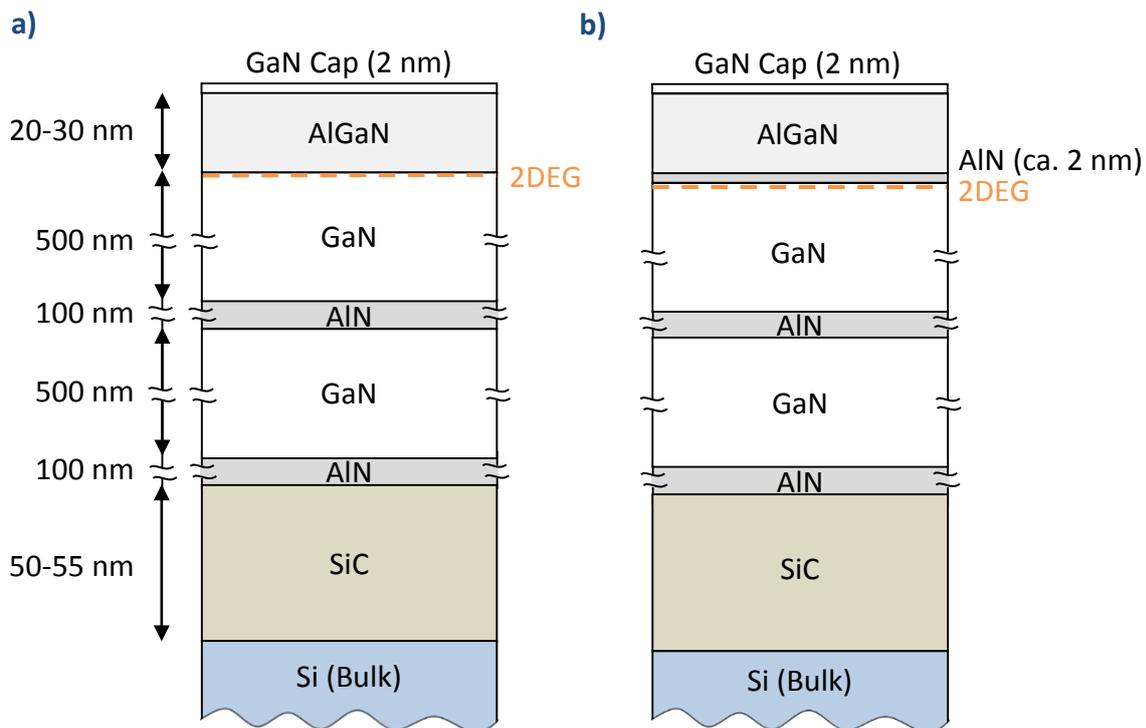


Abbildung 7: Schematischer Schichtaufbau der für die Bauelemente verwendeten AlGaN/GaN-Heterosysteme auf 3C-SiC(111)/Si(111)-Pseudosubstraten a) ohne AlN-Zwischenschicht, bei Aluminiumgehalt $x = 0,35$ und b) mit AlN-Zwischenschicht, bei $x = 0,35$ und $x = 0,2$

Wie bereits beschrieben hängt die Ladungsträgerdichte ebenso vom Aluminiumgehalt ab wie die Ladungsträgerbeweglichkeit. Zudem kann letztere noch durch die Einbringung einer dünnen AlN-Schicht an der AlGaN/GaN-Grenzfläche erhöht werden [47], [79]. Die höhere Beweglichkeit ist dabei durch die größere Entfernung vom zweidimensionalen Elektronengas zum AlGaN zu erklären. Legierungsstreuungseffekte werden verringert. Jedoch kommt es bei einer Schichtdicke von mehr als 1,3 nm aufgrund von starken Polarisierungseffekten wieder zum Absinken der Beweglichkeit [80], [48]. Infolge dieser beiden Einflüsse wurden zwei weitere

Heterosystemkonfigurationen verwendet. Deren schematischer Aufbau ist in Abbildung 7 b) (S. 27) zu sehen. Es ist zu erkennen, dass eine dünne AlN-Schicht unterhalb des AlGaN eingefügt wurde. Es wurde ein System mit einem Aluminiumgehalt von 35 % und eines mit 20 % verwendet. Daraus ergeben sich für die folgenden Experimente drei verwendete Heterosysteme:

- xx1) 35 % Aluminiumgehalt, ohne AlN-Zwischenschicht
- xx2) 35 % Aluminiumgehalt, mit AlN-Zwischenschicht
- xx3) 20 % Aluminiumgehalt, mit AlN-Zwischenschicht

Die Bezeichnungen xx1, xx2 und xx3 werden für diese drei Heterosysteme im Weiteren verwendet.

3.2 Materialstrukturierung für Nanoheteroepitaxie von 3C-GaN

Wächst man Materialien mit unterschiedlichen Gitterkonstanten aufeinander auf, so kommt es zu Verspannungen und der Ausbildung von Gitterdefekten. Das Aufwachsen von AlGaN/GaN-Systemen auf anderen Substraten wie SiC/Si führt daher (im Vergleich zu monokristallinen GaN-Substraten) häufig zu schlechteren elektrischen Eigenschaften [81]. Ein möglicher Ansatz, die Qualität der Kristallgitter zu verbessern, ist die Nanostrukturierung des Materials, auf dem sie aufgebracht werden sollen [82], [83], [84]. Die Verwendung von nanostrukturierten Substraten führt sowohl in den Materialien selbst als auch in den aufgewachsenen Folgeschichten zu elastischer Angleichung der Gitter. Dies reduziert die Verspannung und die Defektdichte im Kristall. Zwar kam es im Rahmen dieser Arbeit nicht zur Herstellung von Bauelementen auf solchen Strukturen. Dennoch wurde der Ätzprozess entwickelt und soll hier vorgestellt werden.

In [85] und [4] wurde untersucht, wie sich Verspannung und Defektdichte in GaN auf 10 μm 3C-SiC verringern lassen, wenn die Oberfläche zuvor durch einen Elektronzyklotronresonanz-Ätzprozess (ECR) mit 500 x 500 nm Mesas strukturiert wurde. Dabei zeigt sich durch Untersuchung mit Rastertransmissionselektronenmikroskopie (STEM) und Transmissionselektronenmikroskopie (TEM), dass die Defektdichte stark von der Siliziumkarbid-oberflächenmorphologie abhängt. Während an den Flanken der MESAstrukturen eine hohe Defektkonzentration vorherrscht, ist diese auf der Oberfläche eher gering. Dies liegt an der deutlich höheren Rauigkeit der Flanken. Dabei stellt die Strukturierung von Mesas mit einigen 100 nm Kantenlänge eine besondere Herausforderung dar, da hohe Flankensteilheiten und eine glatte, rückstandsfreie Oberfläche Voraussetzung für defektarme Folgeschichten sind. Zudem ist SiC chemisch sehr stabil, was (neben der kleinen Strukturgröße) Trockenätzverfahren zur geeigneten Strukturierungsmethode macht.

Die Qualität der erzeugten MESAstrukturen hängt von einer Vielzahl von Faktoren ab [3]. Da der Forschungsschwerpunkt vor allem auf dem Tiefenätzen für hohe Aspektverhältnisse liegt, wird häufig ein induktiv gekoppeltes Plasma (ICP) verwendet, welches Ätzraten bis 1,5 $\mu\text{m}/\text{min}$ erreicht [86]. In mehreren Arbeiten wurde zudem der Einfluss von Sauerstoffkonzentration, Temperatur [87], Vorspannung, Druck [88], [89] sowie der Gaszusammensetzung aus Komponenten wie NF_3 , SF_6 , ICl , IBr , Cl_2 , BCl_3 , CH_4/H_2 , Ar , NF_3/O_2 , NF_3/Ar , CF_4 sowie SF_6/Ar [87], [88], [89], [90] untersucht. Für kleinere Ätzraten und hohe Steilheiten wurde das Elektronzyklotronresonanz-Ätzen gewählt, welches sich bereits zu Herstellung von mikroelektromechanischen Systemen (MEMS) bewährt hat [91], [92], [93].

In [3] wurde das anisotrope Ätzen von MESA- und Gitterstrukturen untersucht. Dabei wurde ein 10 μm 3C-SiC(100)-Substrat (aufgewachsen auf Si(100)) verwendet. Nach Reinigung in Aceton, Isopropanol und deionisiertem Wasser ($\text{DI-H}_2\text{O}$) wurde es mit einem CoPMMA/PMMA-Elektronenstrahlolithografielacksystem beschichtet und ausgeheizt. In der Elektronenstrahlolithografieanlage Raith 150 erfolgte dann die Belichtung von Flächen und Linien in unterschiedlicher Orientierung. Dabei wurden 10 kV Beschleunigungsspannung und 30 μm Blendengröße gewählt. Nach der Entwicklung wurden Nickel bzw. Aluminium als Maske mittels Elektronenstrahlverdampfung in der Anlage Von Ardenne LES250 abgeschieden. Beide Materialien wurden mit einer Dicke von 30 nm aufgebracht, wobei das überschüssige Metall durch einen Lift-off Prozess entfernt wurde. Der Ätzprozess wurde in einem ECR Plasmaätzgerät

mit einer Quelle SQ160 der Roth und Rau AG durchgeführt. Um ausreichend hohe Ätzraten und einen parallelen Teilchenstrom erzeugen zu können, wurde ein spezieller Gaseinlass verwendet, durch den die Prozessgase eingeleitet wurden. Im Gegensatz zu konventionellen ICP Systemen ermöglichen ECR Ätzanlagen die Arbeit mit Plasmen bei sehr niedrigen Drücken unter 10^{-3} mbar. Zunächst wurden Reste der PMMA-Maskierung 10 min mit einem O_2 -Prozess bei $2,5 \times 10^{-3}$ mbar, 640 W ECR-Leistung und einer Vorspannung von -100 V verascht. Der anschließende SiC Ätzprozess wurde jeweils bei 640 W ECR-Leistung und einer Hochfrequenzvorspannung zwischen Plasma und Probe durchgeführt. Der Druck wurde zwischen $1,5 \times 10^{-4}$ mbar und $1,5 \times 10^{-2}$ mbar variiert, die Vorspannung zwischen -100 V und -400 V. Zudem wurde die Abhängigkeit der Flankensteilheit von der Zugabe der Gase O_2 , CF_4 , CHF_3 , C_2H_4 und H_2 untersucht. Dabei zeigte sich, dass die Zugabe von anderen Gasen wie CF_4 , CHF_3 und C_2H_4 die Steilheit nicht nachweislich beeinflussen (vgl. Abbildung 8).

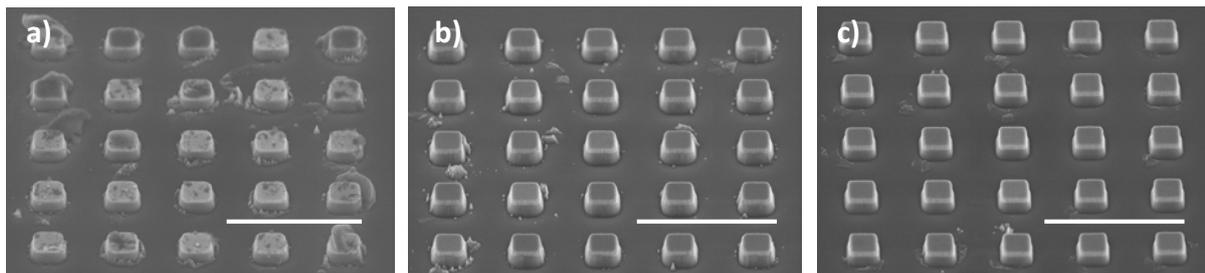


Abbildung 8: Ätzprozessabhängigkeit von der Gaszusammensetzung unter Zugabe von a) 10 sccm CF_4 , b) 5 sccm C_2H_4 , c) 10 sccm CHF_3 ; (Nickelmaske, 20 sccm Ar, 10 sccm SF_6 , 0,0025 mbar Gesamtdruck, -200 V Biasspannung, 20 W Kathodenleistung); Skala jeweils 3 μm

Zunächst erfolgte eine Betrachtung, welches Maskenmaterial sich für den Ätzprozess eignet. Durch die angestrebte Äztiefe eignen sich herkömmliche Fotolacke wie PMMA und HSQ nicht. Aus diesem Grund wurden Metalle gewählt. Es erfolgte eine Abscheidung von Al und Ni mit einer Dicke von jeweils 30 nm. Eine Auswertung durch REM-Aufnahmen zeigte glatte Kanten bei der Ni-Maske, jedoch starke Kantenrauheit bei Al, was zu wellenförmigen Flanken beim Ätzprozess führt, weil der anisotrope Ätzprozess die Kantenmorphologie des Al überträgt (vgl.

Abbildung 9, S. 31). Grundlegend für diesen Effekt ist die Größe der Aluminiumkristalle. Für die folgenden Testreihen erfolgte deshalb die Maskierung mit Ni.

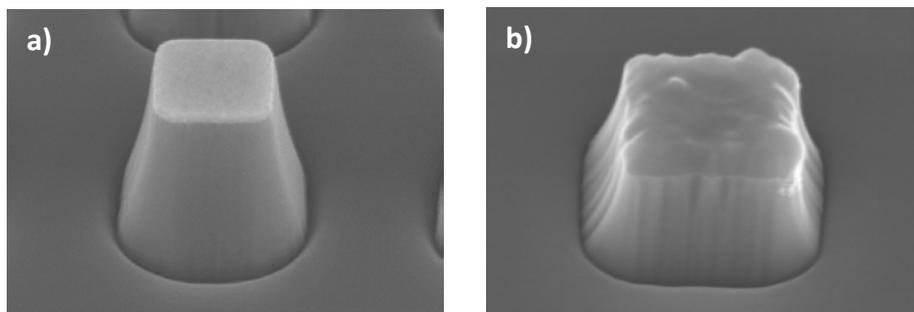


Abbildung 9: 3C-SiC-Mesastrukturen mit a) Nickel- und b) Aluminiummaskierung; deutlich geringere Kantenrauigkeit mit Nickel, dadurch glattere Flanken der Mesastruktur

Für die Flankenform und das Trenching (Grabenbildung um die Strukturen) ist dabei maßgeblich der so genannte Tapering-Effekt verantwortlich. Er beschreibt die Reflektion der einfallenden Ionen an nahezu senkrechten Wänden. Diese erhöhen die Ionendichte an der Basis der geätzten Strukturen und verstärken damit die physikalischen Ätzvorgänge [94].

Die Variation der Kathodenleistung zwischen 2 W und 100 W resultierte in einer Änderung der Vorspannung (Bias) zwischen -100 V und -400 V. Der Einfluss dieser auf die Steilheit der Seitenwände ist in Abbildung 10 zu sehen. Dabei ist zu erkennen, dass die Steilheit bei einer Spannung von über -200 V nur noch geringfügig zunimmt und einen Winkel von 83° nicht überschreitet. Darüber hinaus wurde die Abhängigkeit der Flankensteilheit vom Prozessdruck untersucht. Deren Verlauf ist in Abbildung 11 a) (S. 32) zu sehen. Es ist zu erkennen, dass mit sinkendem Prozessdruck die Steilheit etwa linear zunimmt.

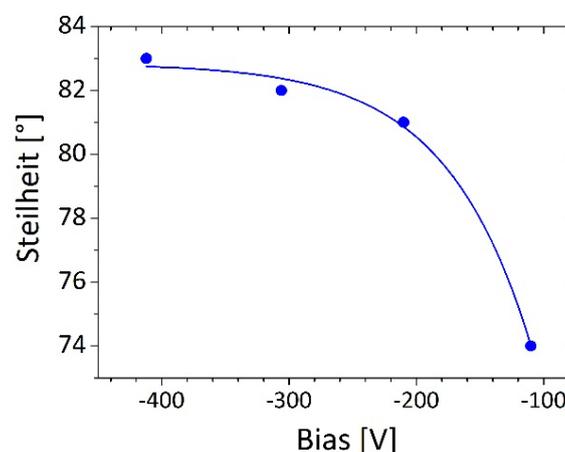


Abbildung 10: Abhängigkeit der Steilheit der Mesaflanken von der Bias-Vorspannung (SF₆/Ar-Gasgemisch bei 640W ECR Leistung, 2,5x10⁻³ mbar Prozessdruck, Ni Maske)

Bei einem Prozessdruck von 1,5x10⁻⁴ mbar konnte eine Steilheit von über 84 ° erreicht werden. Um solche geringen Prozessdrücke zu ermöglichen, war eine Reduktion der Gasflüsse notwendig (vgl. Abbildung 11 a)). Dennoch ist in ECR-Systemen unter diesen Konditionen die Aufrechterhaltung eines stabilen Plasmas möglich. Der geringere Gasfluss führt zu einer reduzierten Ätzrate. Die Begründung dafür liegt in der geringen Konzentration von Radikalen.

Eine weitere Folge des geringeren Drucks ist die größere mittlere freie Weglänge der Ionen und Radikalteilchen, was eine Parallelisierung derer Bahnen bewirkt. Darin kann die Begründung für die erhöhte Ätzflankensteilheit bei niedrigen Drücken gesehen werden. Die mittlere freie Weglänge ist damit neben Arbeitsabstand und Vorspannung der größte Einfluss im Ätzprozess [95], [96], [89]. Die Abhängigkeit der Ätzrate vom Gesamtdruck des Prozesses kann in Abbildung 11 b) gesehen werden. Sie sättigt zwischen 0,001 mbar und 0,002 mbar und erreicht maximal etwa 55 nm/min. Der Druck im Reaktor wird unabhängig vom Fluss der eingeleiteten Gase durch ein Drosselventil an der Saugpumpe gesteuert. Damit kann dieser auch bei geänderten Flüssen fest eingestellt werden.

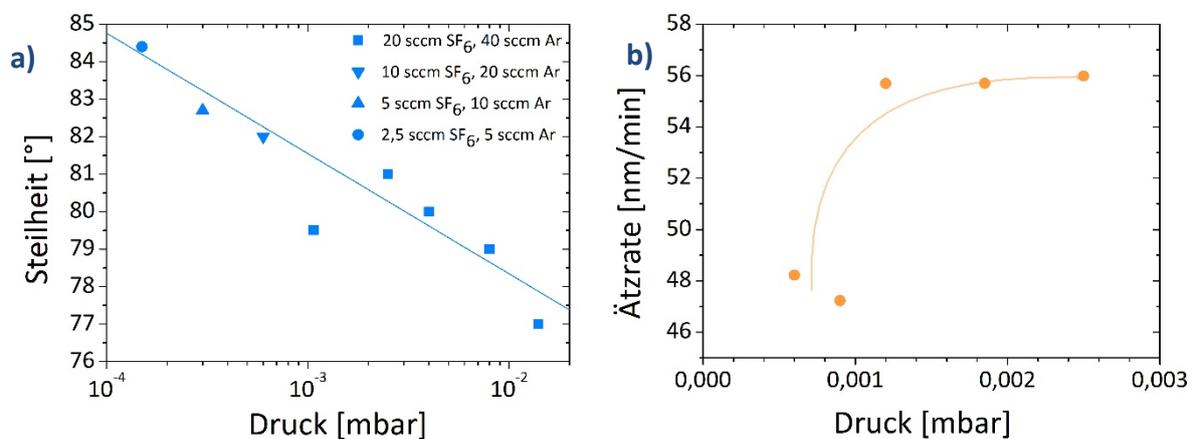


Abbildung 11: Abhängigkeit a) der Flankensteilheit und b) der Ätzrate des ECR SiC-Ätzprozesses vom Gesamtdruck (reduzierter Gasfluss bei geringen Drücken), (SF₆/Ar Gasgemisch bei 640 W ECR Leistung, 20 W Kathodenleistung, Ni Maske)

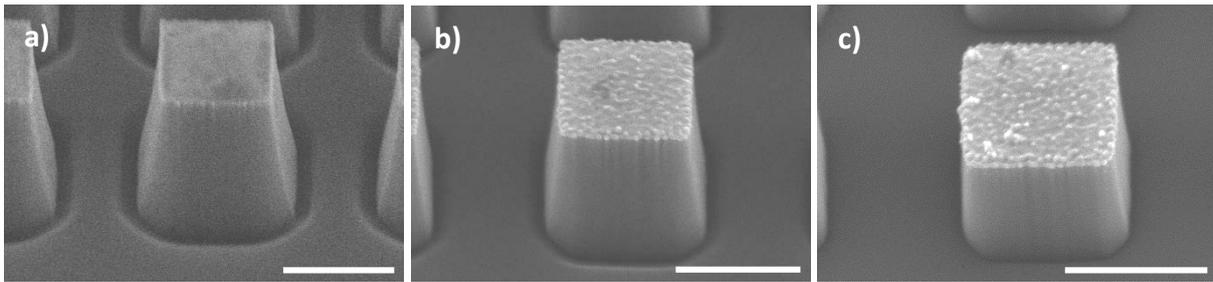


Abbildung 12: Veränderung der Morphologie der 500 nm x 500 nm großen Mesas in Abhängigkeit des Wasserstoffflusses im Gasgemisch, a) 0 sccm H₂, b) 2 sccm H₂, c) 10 sccm H₂; (Nickelmaske, 20 sccm Ar, 5 sccm SF₆, 0,0006 mbar Gesamtdruck, -200 V Biasspannung, 20 W Kathodenleistung); Skala jeweils 500 nm

Einen weiteren wichtigen Einfluss hat die Zugabe von Wasserstoff in das Gasgemisch. Mit steigendem H₂-Fluss nimmt die Steilheit der Flanken nochmals deutlich zu, während sich der Graben (engl. trench) um die Mesas zunehmend verkleinert (vgl. Abbildung 1233). Mit der Erhöhung des Wasserstoffflusses verringern sich die oben beschriebenen Tapering-Effekte (vgl. Abbildung 12 b) und c)). Die Erhöhung der Seitenwandsteilheit ist dabei unabhängig von der Ätzdauer (und damit der Äztiefe).

Der Zusammenhang zwischen Steilheit und Wasserstoffzugabe wird in Abbildung 13 a) (S. 34) dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Seitenwandsteilheit mit steigendem Wasserstofffluss stetig zunimmt, bis sie bei etwa 20 sccm H₂ über 89 ° hinaus ansteigt. Für höhere Kathodenleistungen kann diese Steilheit bereits bei geringeren Wasserstoffflüssen erreicht werden, da hier der anisotrope physikalische Anteil des Ätzprozesses verstärkt wird.

Abbildung 13 b) zeigt zudem den Einfluss der Wasserstoffzugabe auf die Ätzrate. Wie auch für SiC-Ätzen mittels induktiv gekoppelten Plasmen [97] und reaktivem Ionenätzen (RIE) [97] berichtet, verringert eine steigende H₂-Konzentration im Gasgemisch die Ätzrate. Dies liegt an der Reduktion der reaktiven Fluorpartikel und geladenen Ionen, was Oberflächenaufladungen und Ionenreflexionen verringert und bereits zu Beginn des Prozesses zu steileren Flanken führt, wodurch sich die Reflexion und damit die Ionendichte an der Mesabasis reduzieren. Mit diesem Ätzverfahren zur Nanostrukturierung von Siliziumkarbid sind nicht nur hohe Steilheiten von flächigen Strukturen mit Kantenlängen von mehreren hundert Nanometern erreichbar. Es können zudem auch feine Nadeln mit Spitzendurchmessern von 20 nm und einem Aspektverhältnis von 20 erzeugt werden [94].

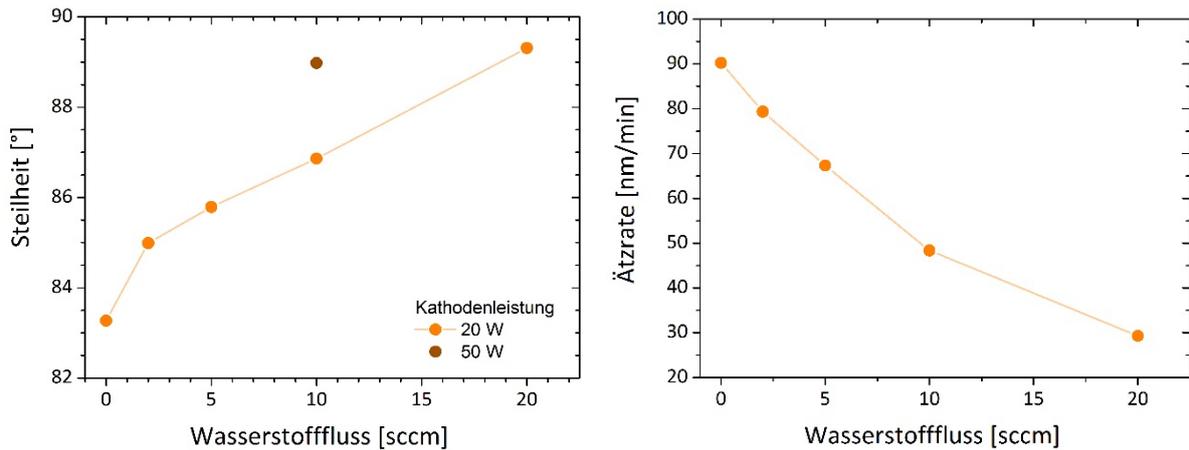


Abbildung 13: Abhängigkeit a) der Seitenwandsteilheit und b) der Ätzrate vom Wasserstofffluss im SF₆/Ar-Gasgemisch (20 sccm Ar, 5 sccm SF₆, 0,0006 mbar Gesamtdruck, -200 V Biasspannung, 20 W Kathodenleistung)

3.3 Prozessablauf der Bauelementeherstellung in AlGaN/GaN-Heterosystemen

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Bauelemente haben neben den Heterosystemen auch den Prozessablauf gemeinsam. Dazu gehören die verschiedenen Schritten von Reinigung und Lithografie über Metallisierung und Lift-off-Technik bis hin zur Strukturierung durch Ätzen. Nicht zuletzt wegen dieser gemeinsamen Schrittfolgen sind die hier vorgestellten Nitridbauelemente so interessant. Der Durchlauf ist deutlich weniger aufwendig als die Herstellung herkömmlicher CMOS-Strukturen (engl. *complementary metal oxide semiconductor*) auf Siliziumbasis.

Die Herstellung eines funktionsfähigen Bauelements erfordert die Abfolge verschiedener Strukturierungs-, Abscheidungs- und Ätzschritte, die nacheinander einzelne Komponenten der Struktur entstehen lassen. Der wesentliche Teil ist dabei die Lithografie, die jeweils die zu bearbeitenden Bereiche definiert. Da bei den hier verwendeten Nanostrukturen sehr kleine

Abmessungen des aktiven Bereiches neben einem variablen Maskenlayout benötigt werden, wurde die Elektronenstrahlolithografie gewählt. Der typische Ablauf ist in Tabelle 3 dargestellt.

Nr.	Schritt	Anlage
1	Elektronenstrahlolithografie I „Justiermarken“ mit CoPMMA und PMMA, Beschleunigungsspannung: 10 kV, Blende: 30 µm	Raith 150, Nasschemie
2	Metallisierung Cr/Au (20/50nm)	Von Ardenne LES250
3	Lift-off im DMSO-Bad	Nasschemie
4	Elektronenstrahlolithografie II „2DEG Strukturierung grob“ mit CoPMMA und PMMA, Beschleunigungsspannung: 10 kV, Blende: 30 µm	Raith 150, Nasschemie
5	Metallisierung Ni (30nm)	Von Ardenne LES250
5	Lift-off DMSO-Bad	Nasschemie
7	Elektronenstrahlolithografie III „2DEG Strukturierung fein“ nur mit PMMA, Beschleunigungsspannung: 20 kV, Blende: 7 µm	Raith 150, Nasschemie
6	Metallisierung Ni (30nm)	Von Ardenne LES250
8	Lift-off im DMSO-Bad	Nasschemie
9	Mesaätzen Chlor-Plasma und Maskenentfernung	Cl-ICP, Nasschemie
10	Elektronenstrahlolithografie IV „2DEG Kontakte“ mit CoPMMA und PMMA, Beschleunigungsspannung: 10 kV, Blende: 30 µm	Raith 150, Nasschemie
11	Metallisierung Ti/Al/Ti/Au (20/30/20/50nm)	Von Ardenne LES250
12	Lift-off im DMSO-Bad	Nasschemie
13	Tempern Einlegieren der Kontakte – 45 s bei 825 °C; 50 sccm H ₂	RTP
14	Elektronenstrahlolithografie V „Kontaktpads“ mit CoPMMA und PMMA, Beschleunigungsspannung: 20 kV, Blende: 120 µm	Raith 150, Nasschemie
15	Metallisierung Ni/Au (20/150nm)	Von Ardenne LES250
16	Lift-off im DMSO-Bad	Nasschemie

Tabelle 3: Folge der Prozessschritte zur TTJ-Bauelementeherstellung in AlGaIn/GaN-Heterosystemen

Nach der Reinigung der Probe in Aceton, Isopropanol und deionisiertem Wasser wird ein Lacksystem aus Polymethylmethacrylat-Methacrylsäure (CoPMMA) und Polymethylmethacrylat (PMMA) aufgeschleudert. Die Schichtdicken variieren je nach erforderlicher Auflösung und Metallisierung zwischen 100 nm und 400 nm. Nach der Metallisierung wird das überschüssige Metall in einem Abhebeverfahren (Lift-off) entfernt. Es bleibt ein positives Abbild der Maske zurück, welche im ersten Elektronenstrahlithografieschritt die Justiermarken für die Folgeschritte bildet. Zum Durchlauf eines Lift-off-Schrittes gehören neben der Elektronenstrahlithografie auch immer die Metallisierung und das chemische Abheben selbst. Das aufgebrachte Metallsystem variiert je nach Prozessschritt. Zunächst werden die Justiermarken aus 20 nm Chrom und 50 nm Gold aufgebracht. Das Chrom dient dabei als Haftvermittler. Dazu wäre Nickel eine Alternative, jedoch folgt nach dem Mesaätzen die Entfernung der Nickelätzmaske, die dann auch die Marken zerstören würde. Das Nickel der Maske wird mit 30 nm vergleichsweise dünn aufgebracht. Da an dieser Stelle eine 30 nm Schicht stabil genug für das Ätzen ist, kann zur Strukturierung der dünnere PMMA-Lack ohne CoPMMA verwendet werden. Werden Schichten dicker als etwa 80 nm abgeschieden, verschließen sich Löcher im PMMA-Lack vollständig, wodurch das Abheben im Lift-off-Verfahren nicht mehr möglich ist. Um das Abheben weiterhin zu ermöglichen, wird deshalb zusätzlicher CoPMMA verwendet. Dieser weist eine höhere Empfindlichkeit auf. Dadurch werden die belichteten Strukturen breiter als im darunter liegenden PMMA. Dies verbessert die Abhebeeigenschaften.

Darauf folgen zwei weitere Belackungen und Belichtungen (EBL II und EBL III), bei denen jeweils ein Teil des aktiven Bereichs strukturiert und mit Nickel metallisiert wird. Sie unterscheiden sich im verwendeten Lacksystem und den Belichtungsparametern, was die Herstellung von Balkenbreiten von unter 100 nm ohne Proximity-Effekt-Verzerrungen (s. Kapitel 3.3.2) erlaubt. Das abgeschiedene Nickel dient dann als Ätzmaske in einem induktiv gekoppelten Chlorplasma-Ätzprozess (Cl-ICP). Die Anlage induziert dabei die Energie für die Plasmaerzeugung über ein magnetisches Feld. Der Prozess erfolgt unter Vakuum. Im Prozess wird das AlGaN/GaN-Schichtsystem einige zehn Nanometer tief geätzt, so dass das Ladungsträgergas nur noch in definierten Gebieten (unterhalb der Maske) erhalten bleibt. Bei den erzeugten Strukturen im Rahmen dieser Arbeit befand sich das Elektronengas etwa 35nm

unter der Probenoberfläche. Die Maske wird direkt anschließend in einem FeCl_3 -basierten nasschemischen Prozess entfernt.

Um einen elektrisch leitfähigen Übergang zwischen den Anschlüssen und dem 2DEG im aktiven Bereich herzustellen, werden Kontakte benötigt, die eine Verbindung zwischen der Oberfläche und dem Elektronengas herstellen. Um dies zu ermöglichen, wird zunächst ein Metallsystem aus 20 nm Titan, 30 nm Aluminium, 20 nm Titan und 50 nm Gold aufgebracht. Nach dem Lift-off werden diese Kontakte in die Oberfläche einlegiert. Dies geschieht in einer RTP-Anlage (engl. rapid thermal processing). In dieser wird durch Halogenlampen unter einer 50 sccm Wasserstoffatmosphäre ein Heizprofil über 300 s mit maximal 825°C gefahren (vgl. Abbildung 14, S. 38). Dabei kommt es zur Diffusion der Metalle und zur Reaktion untereinander zu Metallverbindungen (TiAl , Al_2Au) sowie zur Bildung von Metall-Nitriden (AlN , TiN) an der Metall-Halbleiter-Grenzfläche [98]. Durch Bildung dieser Verbindungen in den unteren Schichten des Systems kommt es zur Entstehung von Stickstoffvakanzan an der Metall-Halbleiter-Grenzfläche, welche als Donatoren agieren und somit einen Tunnelkontakt ermöglichen. TiN mit einer Austrittsarbeit von 3,74 eV begünstigt den Übergang [99]. Die oberen Schichten dienen vor allem dem Schutz vor Oxidation von Ti und Al. Jedoch gilt es, die Diffusion von Au in die Nähe des Halbleiters zu unterbinden, da es dort zu Degradation der Kontakte führt [100]. Die Zwischenschicht kann bei vergleichbarer Qualität des ohmschen Kontakts auch mit Ni, Pt oder Mo anstatt Ti realisiert werden [98], [100], [101]. Entscheidend in der Planartechnologie ist neben den elektrischen Eigenschaften auch die Oberflächenmorphologie des Kontakts. Dabei hat sich gezeigt, dass die oberen Schichten den größten Einfluss haben und neben ihrer Schichtdicke [100] auch die RTP-Temperatur von entscheidender Wichtigkeit ist, da es erst ab 750°C überhaupt zur Ausbildung des ohmschen Verhaltens kommt und dessen Eigenschaften mit zunehmender Temperatur bis 950° weiter besser werden, dann jedoch die Diffusion des Goldes in untere Schichten gleichzeitig die Kontaktqualität verschlechtert und die Rauigkeit zunimmt [102]. Aufgrund der Komplexität der Prozesse im Mehrschichtsystem kann ein Mehrschritt-RTP-Prozess zu einer weiteren Verbesserung der Kontakteigenschaften führen [103].

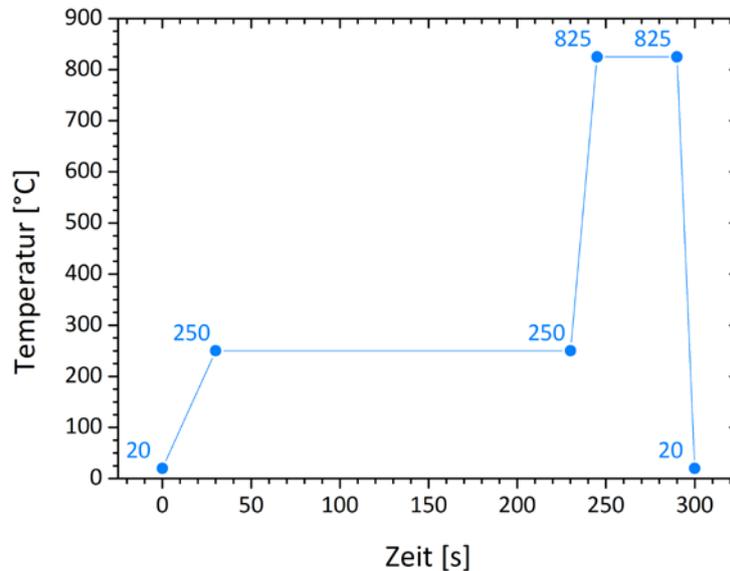


Abbildung 14: Temperaturprofil des RTP-Prozesses zum Einlegieren des Ti/Al/Ti/Au-Metallsystems in AlGaIn/GaN für die Herstellung ohmscher Kontakte

Der abschließende Elektronenstrahlithografieschritt V erzeugt große Flächen, welche nach der Entwicklung in der Metallisierung mit 20 nm Nickel und 150 nm Gold bedampft werden. Diese vergleichsweise großen Kontakte von etwa $80\ \mu\text{m} \times 80\ \mu\text{m}$ dienen dem Aufsetzen der Messspitzen.

Die Anzahl der Strukturierungsschritte im Herstellungsprozess der Dreikontaktbauelemente im AlGaIn/GaN-Heterosystem ist im Vergleich zu anderen komplexen Bauelementen wie Feldeffekttransistoren (FETs) gering. Gerade einmal fünf Lithografieschritte sind bis zum fertigen Bauelement notwendig, wobei EBL II und EBL III in einem Schritt zusammengefasst werden können, wenn die Grobstrukturierung des aktiven Bereiches die Feinstrukturierung nicht zu stark beeinflusst. Der Schritt EBL III ist zudem der einzige, der (mit Linien unter deutlich 100 nm Breite) Strukturen erzeugt, für die die Auflösung des Elektronenstrahls tatsächlich benötigt wird. Die anderen Lithografieschritte könnten auch durch optische Lithografie ersetzt werden. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht umgesetzt, da die Masken dann nicht mehr frei variiert werden können. Für die Herstellung großer Zahlen von Bauelementen erscheint dies jedoch unbedingt sinnvoll und reduziert den Anteil der zeitaufwendigen Elektronenstrahlithografie erheblich. Für einige spezielle Bauelemente (beispielsweise für T-TTJ-Bauelemente mit positiver Gleichrichtung) liegen selbst die kleinsten Bauelementstrukturen im Auflösungsbereich der industriellen optischen Lithografie.

3.3.1 Einfluss verschiedener Parameter auf Strukturbreiten in der Elektronenstrahlithografie

Die Herstellung feinsten Strukturen mit Hilfe der Elektronenstrahlithografie ist von einer Vielzahl von Faktoren abhängig. Diese lassen sich in interne Parameter der Probe (wie das Schichtsystem, zusätzliche Metallisierungen, das Lacksystem, ...) und externe Parameter (wie Blendengröße und Beschleunigungsspannung der Elektronenstrahlithografieanlage) unterteilen. Beide Gruppen werden durch den Herstellungsprozess der Bauelemente vorgegeben. So gehört das Heterosystem zu den grundlegenden Einflüssen. Metallschichten können nötig werden, um ein isolierendes Material in der Elektronenstrahlithografie strukturieren zu können oder dienen selbst als Ätzmaske. Die Wahl des Lacksystems resultiert aus den folgenden Prozessschritten wie Abhebeverfahren (positive Lacksysteme) oder direktes Ätzen (negative Lacksysteme) und der Anforderung der Strukturgröße. Letzteres bestimmt auch die Wahl der Anlagenparameter. Für eine hohe Auflösung sind große Beschleunigungsspannungen und kleine Blendendurchmesser notwendig, jedoch reduzieren diese den Strahlstrom und erhöhen damit die Schreibzeit deutlich. Da die strukturellen Parameter der zu erzeugenden Bereiche damit direkt und indirekt von den verschiedenen Einflüssen abhängen, muss zwischen diesen abgewogen werden.

Im Folgenden wird experimentell untersucht, wie sich die internen und externen Parameter auf die Belichtung des Fotolackes auswirken. Sie ist von der Gesamtzahl der eingebrachten Elektronen abhängig, welche sich aus vorwärts- und rückwärtsgestreuten zusammensetzt. Trifft der Elektronenstrahl auf die Probenoberfläche, werden die Elektronen auf ihrer Bahn ausgelenkt. Die Trajektorien (Bahnen) der Elektronen in einem Material können mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen nachgestellt werden. Je schwerer und dicker das Material einer Schicht ist, umso stärker ist die Ablenkung. Haben die Elektronen eine höhere Energie, desto geringer ist die Vorwärtsstreuung. Dies lässt sich durch Erhöhung der Beschleunigungsspannung erreichen. An Grenzflächen zwischen einzelnen Schichten verschiedener Materialien kommt es zudem verstärkt zum Auftreten von Rückstreuung. Durch die Aufweitung des Elektronenstrahls im Material kommt es dabei zu einer zusätzlichen, breiteren Belichtung des

lackes „von hinten“. Wie unterschiedlich sich die Anteile von vorwärts- und rückwärtsgestreuten Elektronen in Abhängigkeit von Lackdicke und Art des Substrates verhalten, ist in Abbildung 15 dargestellt. Es wurden mit Hilfe der Simulationssoftware CASINO (monte carlo simulation of electron trajectory in solids) [104] die Bahnen von 25000 Elektronen simuliert und ihre Verteilung an der Substrat-Lack-Grenzfläche untersucht.

Es ist zu sehen, dass die Verteilung der Elektronenbahnen bei gleicher Gesamtzahl deutlich unterschiedlich ist. Bereich (I) der Graphen (um den Strahlmittelpunkt) zeigt die Verteilung der vorwärtsgestreuten Elektronen. Sie kann gaußsch genähert werden.

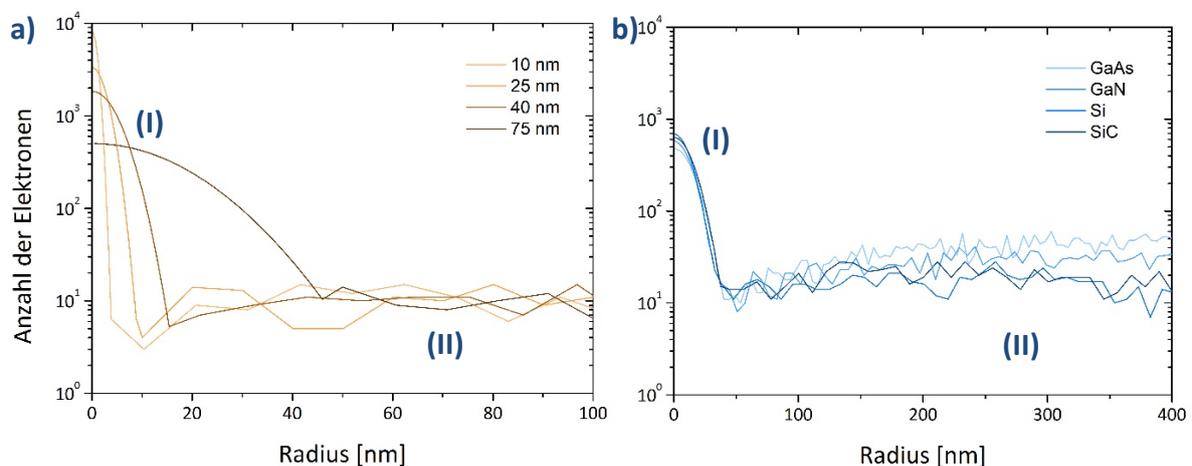


Abbildung 15: Mittels CASINO simulierter Verlauf der Elektronenverteilung an der Lack-Substrat-Grenzfläche zwischen HSQ und Silizium für a) verschiedene Lackschichtdicken auf Silizium und b) unterschiedliche Substrate mit einem 75 nm dicken HSQ-Lack

In Abbildung 15 a) ist dabei zu erkennen, dass die Verteilung stark von der Lackdicke abhängt. Mit zunehmender Lackdicke wird diese deutlich breiter. Für die gaußsche Funktion bedeutet dies eine größere Standardabweichung σ . Sie beträgt für die Simulation 1 nm, 2,5 nm, 5 nm und 16,5 nm für die Lackdicken von 10 nm, 25 nm, 40 nm und 75 nm. Daneben gibt die Simulationssoftware den so genannten Rückstreuoeffizienten aus, welcher den Anteil der rückgestreuten Elektronen angibt. Für die unterschiedlichen Lackdicken ist dieser mit 16,7 % - 16,8 % nahezu konstant. Die Anzahl dieser Elektronen ist in Bereich (II) von Abbildung 15 a) zu sehen.

In Abbildung 15 b) (S. 40) sieht man die Verteilung der Elektronen an der Lack-Substrat-Grenzfläche bei Verwendung unterschiedlicher Substratmaterialien. Dabei ist zu erkennen, dass die Vorwärtsstreuung in Bereich (I) annähernd identisch ist und sich die Standardabweichung kaum unterscheidet. Die Änderung in der Amplitude bedeutet, dass die Elektronen bei konstanter Gesamtzahl anders verteilt sind. Bei identischer Breite des vorwärtsgestreuten Anteils bedeutet dies eine Erhöhung der Rückstreuung. Die Koeffizienten aus der Simulation bestätigen dies mit Werten von 17,3 % (Si) und 14,4 % (SiC) sowie 27,9 % (GaN) und 32,6% (GaAs). In Bereich (II) von Abbildung 15 b) ist die unterschiedliche Rückstreuung in Abhängigkeit des Substrats ebenfalls zu erkennen. Es ist zu beachten, dass die Rückstreuung für die real entstehenden Strukturen nicht der ausschlaggebende Faktor ist. Die experimentellen Ergebnisse (s. unten) zeigen, dass auf GaN trotz größerer simulierter Rückstreuung kleinere Strukturen bei gleicher Dosis erzeugt wurden als auf Si. Hier ist die Leitfähigkeit der bestimmende Einfluss.

Da für alle im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Bauelemente ein aktiver Bereich bis unter 100 nm definiert werden muss, sind diese Einflüsse auch praktisch von großer Bedeutung. Abbildung 16 (S. 42) zeigt in einer Übersicht, wie im selben Lacksystem sowohl die Lackdicke als auch die Beschleunigungsspannung die Linienbreite entscheidend verändern. Beide Parameter wurden unabhängig voneinander variiert. Der gewählte Lack ist dabei Wasserstoff-Silsesquioxan (engl. hydrogen silsesquioxane; HSQ), der in einem standardisierten Aufschleuderprozess in 50 s bei 2500 rpm eine Dicke von etwa 72 nm nach 120 s Ausheizen bei 90 °C erreicht. Dieser Lack besteht im Wesentlichen aus einer Lösung von Siliziumdioxid und kann mit seinem Lösemittel Methylisobutylketon (MIBK) weiter verdünnt werden. Nach oben genannten Aufschleuder- und Ausheizprozessen resultieren dabei die in Tabelle 4 angegebenen Schichtdicken.

Verhältnis HSQ:MIBK	Anteil HSQ [%]	Schichtdicke [nm]
1:1	50	39
1:2	33	25
1:3	25	22
1:4	20	17
1:5	16,7	15
1:6	14,3	13,5

Tabelle 4: Ellipsometrisch ermittelte Schichtdicken von MIBK-verdünntem HSQ Fotolack nach Aufschleudern (50 s bei 2500 rpm) und Ausheizen (120 s bei 90 °C)

Es handelt sich um einen Negativlack. Das heißt, dass nach der Entwicklung die belichteten Strukturen zurück bleiben. Der Vorteil dieses Fotolacks liegt in seiner hohen chemischen und physikalischen Stabilität. Dadurch kann er in vielen Prozessen direkt als Maske verwendet werden. Zudem ist damit eine direkte Aussage zum Lithografieprozess möglich, da (im Gegensatz zum Verfahren mit Metallisierung und Lift-off) keine weiteren Zwischenschritte erfolgen.

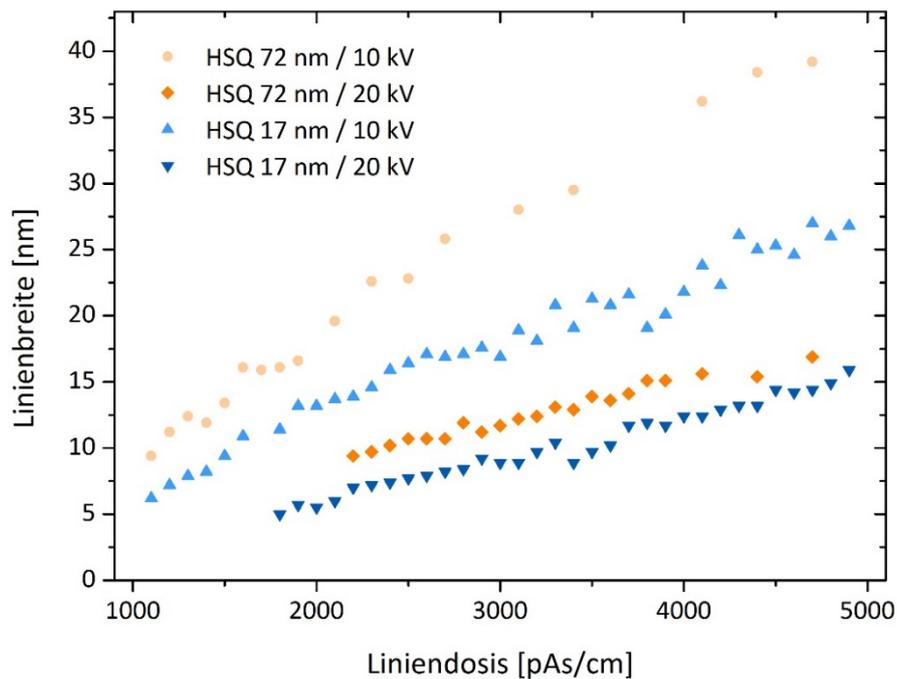


Abbildung 16: Abhängigkeit der HSQ Linienbreiten bei Strukturierung mittels Elektronenstrahlithografie von Lackdicke und Beschleunigungsspannung bei 7,5 µm Blende

In Abbildung 16 ist zusammengefasst dargestellt, dass sowohl eine höhere Beschleunigungsspannung in der Elektronenstrahlithografieanlage als auch eine geringere Schichtdicke des Lacksystems unabhängig voneinander schmalere Linien bei gleicher Dosis erzeugen. Zu beachten ist, dass bei 72 nm Lackdicke und 20 kV Beschleunigungsspannung (orange Vierecke) kleinere Strukturen erzeugt werden konnten als mit dünnerem Lack und niedrigerer Spannung (hellblaue Dreiecke). Diese Erkenntnis ist für die Verwendung des HSQ als Ätzmaske wichtig. Dickerer Lack widersteht trotz schmaler Strukturbreite senkrechtem Ionenbeschuss besser. Die kleinsten Strukturbreiten wurden jedoch mit dünnerem Lack erreicht.

Die Herstellung der Bauelemente dieser Arbeit findet auf AlGaIn/GaN-Heterosystemen statt. Deshalb wurden die Untersuchungen der Belichtungsparameter auch auf diesem System durchgeführt. Abbildung 17 zeigt zunächst den Vergleich von Linien auf Silizium und Galliumnitrid. Wie oben beschrieben wirkt sich die Streuung der Elektronen auf die entstehenden Strukturbreiten aus. Um Vorwärtseffekte zu minimieren wurde mit 22 nm ein dünner HSQ Fotolack verwendet.

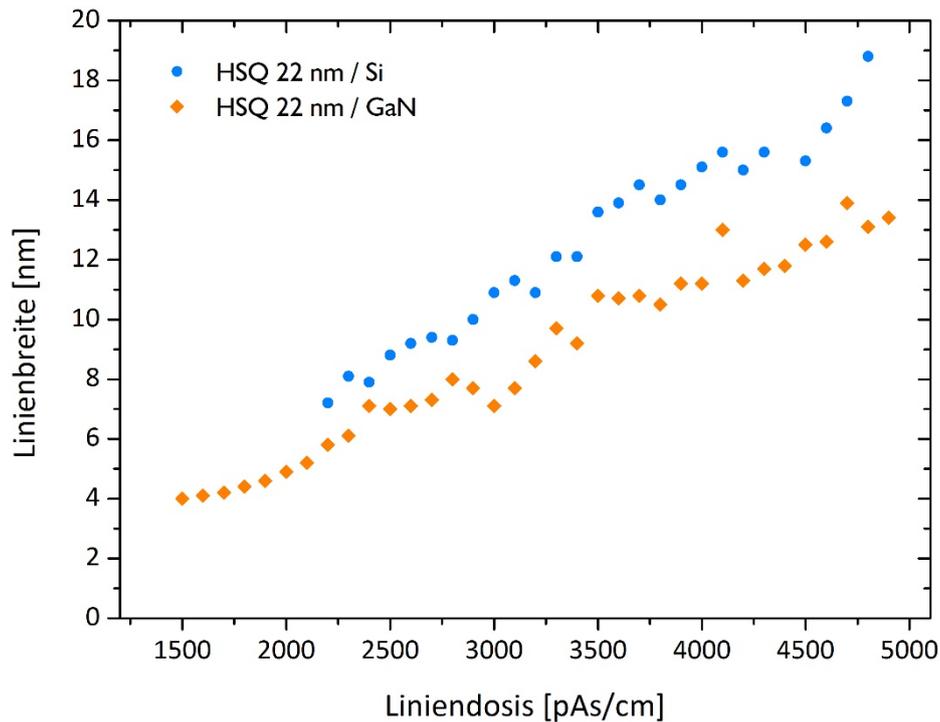


Abbildung 17: Abhängigkeit der Linienbreiten von der Liniendosis (22 nm dickem HSQ bei Strukturierung mittels Elektronenstrahlithografie) für verschiedene Substrate

Es ist zu sehen, dass bei gleichen Bedingungen die erzeugten Strukturen auf Galliumnitrid schmaler waren als die auf Silizium. Das ist zunächst nicht konsistent mit der Theorie, dass die Massedichte der Materialien für die Rückstreuung (und damit die höhere Belichtung) verantwortlich ist. Die Dichte von GaN ist mit $6,11 \text{ g/cm}^3$ deutlich höher als die von Si mit $2,34 \text{ g/cm}^3$. Deshalb müsste die Verteilung umgekehrt sein. Jedoch spielt auch die Leitfähigkeit des Materials eine Rolle. Das heißt, es kommt nicht nur darauf an, wie die Elektronen gestreut und reflektiert werden. Auch der Transport im Substrat beeinflusst nachfolgende Elektronen. Bei Auftreffen auf das Kristallgitter erfolgt eine starke Abbremsung der Elektronen. Werden sie

dann nicht durch das Substrat oder eine leitfähige Schicht abtransportiert, kommt es zu Aufladungseffekten auf und im Material [105], [106], [107] sowie im Fotolack [108]. Das dadurch erzeugte Feld lenkt dann weitere Elektronen ab. Das Potential der Aufladung ist von der Beschleunigungsspannung der Elektronen abhängig und steigt von deutlich negativen Werten bis hin in den positiven Bereich [108]. Negative Potentiale bilden dabei das größere Problem bei der Belichtung, da sie zu Fehlern von mehreren hundert Nanometern führen können und auch bei mehreren 10 kV Beschleunigungsspannung nicht vernachlässigbar sind [105], [107]. Der Abbau der Ladungen kann am Beispiel von Silizium mehrere zehn Minuten dauern, jedoch bleibt auch stets nach Stunden noch eine Restladung zurück, welche auch folgende Lithografieprozesse oder die Elektronenmikroskopiebildgebung beeinflusst [106].

Die kleinsten erzeugten Strukturen mit Breiten von 4 bis 5 nm sind auf GaN entstanden. Allerdings liegt der untere einstellige Nanometerbereich an der Bildgebungsgrenze des Rasterelektronenmikroskopie-Modus. Grund für den Nachweis dieser kleinen Strukturen nur auf GaN könnten Unterschiede in der Haftfestigkeit oder im Entwicklerverhalten sein, so dass auf Si kleinste Linien leichter abgehoben oder im Entwicklungsprozess schneller entfernt wurden. In diesem Größenbereich befinden sich auch die mechanisch und elektromagnetisch eingestreuten Störvibrationen der Systeme.

Da der oben beschriebene HSQ-Lack für das Mesaätzen des AlGaN/GaN im Chlorplasma nicht stabil genug ist, wurde für die Strukturierung der Heterosysteme ein 100 nm dicker PMMA verwendet, um im Lift-off-Verfahren Nickel als Ätzmaske zu definieren. Diese wurde nach Abschluss des Ätzens umgehend in einem FeCl_3 -basierten nasschemischen Prozess wieder entfernt. In Abbildung 18 (S. 45) ist die Abhängigkeit der Breiten von etwa 50 bis 250 nm von der Dosis gezeigt. Es ist zu erkennen, dass zwei der Kurven einen größeren Anstieg aufweisen als die dritte. Die Unterschiede in diesen Heterosystemen sind zum einen im Aluminiumgehalt x (35 % für Heterosysteme xx1 und xx2; 20 % für xx3), zum anderen im Vorhandensein einer Aluminiumnitrid-Zwischenschicht (xx1 ohne; xx2 und xx3 mit) zu finden. Den größten Unterschied verursacht dabei die AlN-Zwischenschicht. Wenn sie vorhanden ist, werden die Strukturen deutlich breiter. Die Begründung dafür ist der Einfluss des Aluminiumnitrids auf den Verlauf der Bandkanten. Es hat mit etwa 6 eV Bandlücke isolierende Eigenschaften und sorgt für einen schmalen, hohen Peak im Verlauf der Leitungsbandunterkante [109]. Dadurch wird zum einen das zweidimensionale Elektronengas unterhalb der AlGaN-Barriere gehalten.

Zum anderen verändert sich durch die starke Polarisation auch die Ladungsträgerverteilung am Heteroübergang [79]. Die Verbiegung der Leitungsbandunterkante bildet eine Barriere, welche den Transport der Ladungen von der Oberfläche verringert. Es kommt zu Aufladungen, welche den Strahl ablenken und aufweiten können. Der Unterschied zwischen 20 % und 35 % Al ist geringer, der etwas höhere Al-Anteil sorgt für einen entsprechend geringeren Ga-Gehalt, wodurch die mittlere Massedichte verringert wird. Die Anzahl der Rückstreuelektronen wird kleiner, infolgedessen die belichteten Linien schmaler werden.

Im gezeigten Bereich ließe sich die Abhängigkeit der Breiten der strukturierten Elemente von der Belichtungs-dosis etwa linear nähern. Für kleinere Dosen ist dies jedoch nicht der Fall. Es kommt zu einem Übergang, ab dem die Breiten deutlich stärker abfallen [110]. Der Punkt dieses Übergangs wird als Standarddosis für die Fotolacke angegeben.

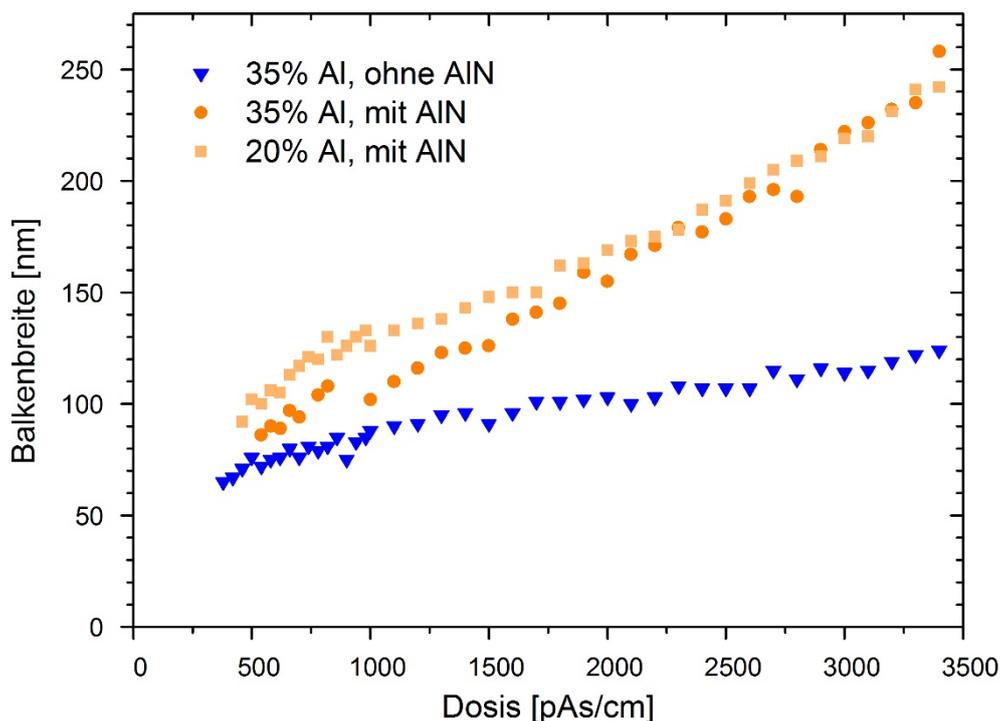


Abbildung 18: Abhängigkeit der Breite fertigprozessierter Balkenstrukturen von der Liniendosis im Elektronenstrahlolithografieprozess für unterschiedliche AlGaIn/GaN-Heterosysteme

3.3.2 Herstellung von sub-10-nm Strukturen und Proximity-Effekte

Neben den bisher beschriebenen Einflussgrößen der Material- und Anlagenparameter spielt der so genannte Proximity-Effekt eine wichtige Rolle in der Elektronenstrahlolithografie. Dabei handelt es sich um einen Eintrag zusätzlicher Elektronen im zu belichtenden Bereich des Lacks, über die voreingestellte Dosis hinaus. Die eingebrachten Elektronen sind dabei rückgestreute Elektronen, die vom Material reflektiert werden und den Lack von hinten belichten. Ihre Reichweite (Entfernung vom Strahlmittelpunkte) hängt von der Energie und dem Material ab und kann deutlich größer sein als die der vorwärts gestreuten. Die Dichte der eingebrachten Elektronen wird sowohl innerhalb einer Struktur als auch über mehrere Strukturen hinweg auf diese Art erhöht. Die Intensität ist besonders hoch in der Umgebung des Strahls (wenige hundert Nanometer), reicht aber bis hin zu einigen Mikrometern [111]. Da bei der Verteilung der Elektronen im Strahl von einer gaußschen Verteilung ausgegangen wird, nimmt man diese Charakteristik auch für den Einflussbereich des Proximity-Effekts an, wobei sie abhängig vom Substrat auch abweichen kann [112]. Zur Korrektur gibt es mehrere Möglichkeiten. Zum einen ist die Berechnung der resultierenden Verteilung über eine Proximity-Funktion möglich [113], aus der die Dosiskorrekturen bestimmt werden können. Eine Anpassung der Formen ist jedoch auch durch Zerlegen von Gesamtstrukturen in kleine Einzelbereiche möglich. Auch über den Lack kann durch Schichtung der Proximity-Effekt reduziert werden [114]. Wichtig für eine genaue Korrektur ist die Abbildung der Punktspreizfunktion. Neben der gaußschen Näherung gibt es Ansätze, die eine doppelte oder gar dreifache Gaußfunktion als Grundlage annehmen [115]. Obwohl der Proximity-Effekte mit zunehmender Beschleunigungsspannung des Schreibstrahls abnimmt, spielt er selbst bei 100 kV durch die hohen Bauelementdichten eine bedeutende Rolle und bedarf der Korrektur [116].

Von besonderer Wichtigkeit ist dieser Effekt bei kleinsten Strukturen, die nahe zusammen rücken. Eine experimentell ermittelte Dosis einer freistehenden Linie ist nicht auf vergleichbare Gitterstrukturen oder parallele Linien kleinen Abstands übertragbar. Deutlich zu sehen ist dieser Effekt in Abbildung 19 (S. 47). Dabei wurde HSQ verwendet, da dieser sich besonders für hochauflösende Strukturen eignet [117], [118]. Im linken Bild ist eine freistehende Linie zu sehen, die in etwa 22 nm dickem HSQ auf Silizium erzeugt wurde. Die

Breite beträgt etwa 5 nm, wobei dies bereits im Nachweisgrenzbereich des verwendeten Hitachi S4800 Rasterelektronenmikroskops liegt. Die sichtbaren Schwingungen der Linie sind nicht real im Lack vorhanden. Viel mehr sind es eingetragene Störvibrationen bei der Bildgebung. In Abbildung 19 b) und c) ist eine Gitterstruktur zu sehen, die ebenfalls auf Si erzeugt wurde. Es handelt sich dabei um Felder paralleler Linien, die sich in einem Bereich kreuzen. Es ist zu erkennen, dass die Bereiche der parallelen Linien sowohl horizontal als auch vertikal deutlich unterbelichtet und die Linien nicht vollständig entwickelt sind. Erst in der Nähe der Schnittpunkte nimmt die Qualität der Linien zu (vgl. Abbildung 19 b)). Dies ist ein Beleg für den Inter-Proximity-Effekt zwischen den Strukturen. Die erhöhte Dichte der Strukturen führt zur gegenseitigen Rückstreu-Belichtung. Bei erhöhter Vergrößerung ist darüber hinaus der Proximity-Effekt im Schnittpunkt der Linien zu sehen. Das erzeugte Gitter hat Linienbreiten von etwa zehn bis zwölf Nanometern bei 50 nm Linienabstand. An den Schnittstellen kommt es zu einer Dosisüberhöhung, so dass die Linien breiter werden.

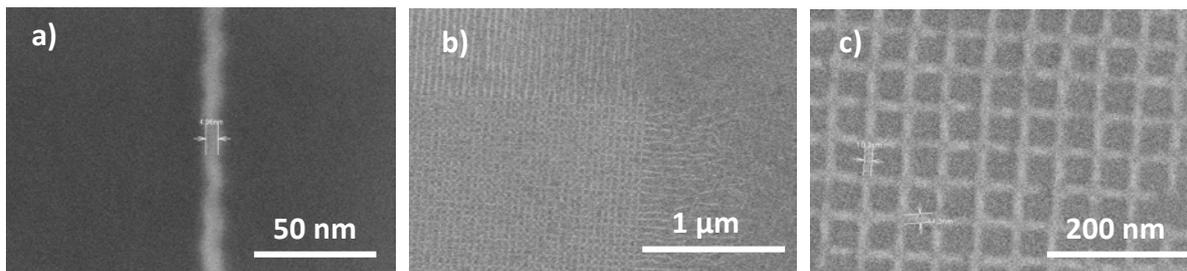


Abbildung 19: HSQ Linien und Gitter auf Silizium, strukturiert mit Elektronenstrahlithografie bei 20 kV Beschleunigungsspannung und 7,5 µm Apertur; a) entwickelte Fotolacklinie, etwa 5 nm breit; überlagert von Störwellen; b) und c) HSQ-Gitterstruktur mit 10-12 nm Linienbreite und 50 nm Linienabstand

Ein Problem der Elektronenstrahlithografie ist die Notwendigkeit eines leitfähigen Substrats, um überschüssige Elektronen abzutransportieren und so eine Aufladung zu vermeiden, die sonst nachfolgende Elektronen ablenken würde. Dennoch besteht die Möglichkeit, auch auf isolierenden Substraten zu arbeiten. Eine leitfähige Schicht kann dabei entweder oben auf dem Lacksystem erzeugt werden oder darunter. Üblich ist eine Metallisierung durch Gold oder Platin mit wenigen Nanometern Dicke. Diese erhöhen jedoch die Vorwärtsstreuung und führen zu Strukturverbreiterungen von bis zu 60 %. Gleiches gilt für Metallisierungen vor dem

Aufbringen des Lacksystems, wobei die Metalle dann die Rückwärtsstreuung erhöhen und so die Strukturen aufweiten können.

Als Alternative bieten Hersteller von Elektronenstrahllacken Speziallacke an, die als leitfähige Schicht beispielsweise zusammen mit PMMA aufgeschleudert werden können. Der Vorteil besteht neben verbesserten Streueigenschaften vor allem in der leichten Aufbringung ohne eigene Metallisierung sowie der leichteren Entfernung. Solche Lacke sind zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch Experimentalmuster, können jedoch bereits erworben werden [119].

Ein Beispiel für die Erzeugung von Strukturen auf einem isolierenden Material ist in Abbildung 20 dargestellt. Es handelt sich dabei um ein $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ großes Feld von Strukturen, die jeweils 20-50 nm breit und 90-120 nm lang sind. Sie haben einen Rasterabstand von 290 nm bzw. 150 nm. Als Substrat dient Glas, auf das eine 2 nm dünne Cr-Schicht aufgebracht wurde. Dann wurde mittels PMMA-Einschichtlack und Elektronenstrahlithografie bei 20 kV Beschleunigungsspannung und $7\ \mu\text{m}$ Blende das Linienraster belichtet. Nach der Standardentwicklung folgte die Metallisierung der Strukturen mit 25 nm aufgedampftem Gold. Da das Chrom für die Funktion durch seine Leitfähigkeit ebenso störend wäre wie für optische Untersuchungen seine Opazität, wurde diese Schicht in einem RTP-Schritt vollständig oxidiert und in Chromoxid umgewandelt, das eine Bandlücke von 3,4 eV besitzt.

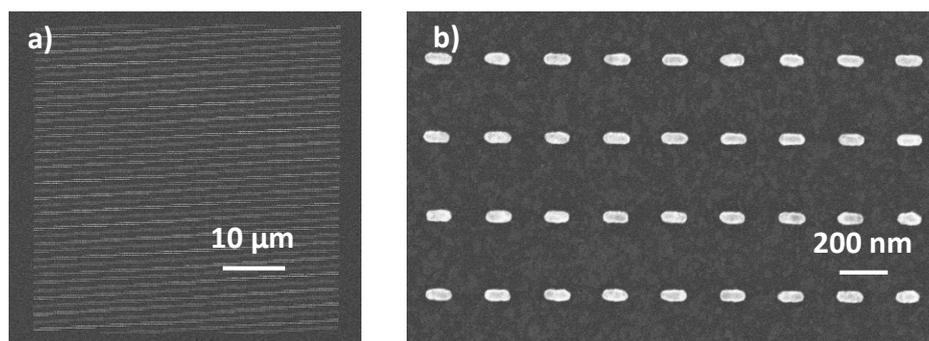


Abbildung 20: Raster aus kurzen Goldlinien auf Glas; a) gesamtes $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ Feld; b) Detailaufnahme

KAPITEL 4

Nicht-klassische Bauelementekonzepte auf Basis von Ladungsträgern

Bereits zu Anfang dieser Arbeit wurde erwähnt, dass das Potential neuartiger Bauelementekonzepte unter anderem darin liegt, dass sie bekannte und etablierte Funktionen (beispielsweise das Transistorverhalten) mit geringerem Herstellungsaufwand ermöglichen oder gänzlich neue Effekte zeigen, die für neuartige Anwendungen verwendet werden können. Durch die Verkleinerung der Bauelementedimensionen kommt es zum Auftreten solcher Effekte, die sowohl Vor- als auch Nachteile für deren Funktion haben können. Diese begründen sich mit dem Übergang von der klassischen Physik zur Quantenmechanik. Im Bereich unterhalb der μm -Skala gelten andere Gesetzmäßigkeiten, wenn die Strukturen Dimensionen erreichen, die klein genug sind, um diskrete Energieniveaus zu besetzen. Die mittlerweile möglichen Strukturierungs- und Modifizierungstechnologien von Elektronenstrahlolithografie bis Einzelatommanipulation öffnen das Tor in die Welt neuer Materialien und Bauelemente.

Bewegen sich Elektronen über längere Strecken mit großer freier Weglänge, in der sie mit keinem anderen Teilchen kollidieren, spricht man von ballistischem Transport. Unter diesen Bedingungen konnte gezeigt werden, dass beispielsweise die Leitfähigkeit eine diskrete Funktion der Gatespannung eines Transistors wird [120], [121]. Die Theorie des ballistischen Transports führte zur Vorhersage neuartiger Bauelementetypen. Ein Bauelement dieser Gruppe wurde von Xu [122] angekündigt und erstmals als *Three-Terminal Junction Device* beschrieben. Darin erläutert der Autor den Aufbau einer nanoelektrischen Struktur, die in einem Push-Pull-Messbetrieb für jede angelegte Eingangsspannungskombination ein negatives Ausgangssignal liefert – unabhängig vom Betrag der Spannung und der Symmetrie des Bauelements. Es wird ein parabolisches Verhalten der Ausgangsspannung für kleine Eingangsspannungen vorhergesagt. Oberhalb einer bestimmten Schwellspannung kommt es zu einer linearen Abhängigkeit. Man kann aufgrund der stets negativen

Ausgangscharakteristik von einem Gleichrichtverhalten sprechen [122], welches für ein Bauelement aus rein ohmschen Komponenten nicht zu erwarten wäre. Die Funktion wird dabei über die ballistische Charakteristik des Ladungsträgertransports erklärt und simuliert. Ebenso wurde in [76], [78], [123], [124] und [125] gleichermaßen ein transistorartiges Verstärkerverhalten untersucht. Sowohl Gleichricht- als auch Verstärkereffekt sind auf derselben Probe nachweisbar. Einzig der geometrische Aufbau determiniert das Verhalten. Darüber hinaus tritt in AlGaN/GaN-Schichtsystemen ein positives Gleichrichtverhalten auf, über das wir erstmals berichten konnten.

Zudem wurden weitere Anwendungen als Frequenzvervielfacher und logische Gatter vorgestellt. Da es sich um ein ausgesprochen universelles Bauelement handelt, wurde es in eine Vielzahl von Systeme überführt [122], [126], [123]. Im nächsten Kapitel wird gezeigt, dass sich diese TTJ-Strukturen auch in AlGaN/GaN-Heterosystemen realisieren lassen. Ein Schwerpunkt wird dabei die Diskussion sein, ob und in welchem Umfang ballistischer Transport für seine Funktion notwendig ist. Ein weiterer Fokus wird auf der Darstellung und Erklärung eines neuartigen, positiven Gleichrichteffekts sein, welcher für andere Materialsysteme bisher nicht beschrieben wurde und mit der Transporttheorie nicht vollständig beschrieben werden kann.

4.1 Bauelementekonzepte auf Basis des ballistischen Transports

In den Kapiteln 2 und 3 wurde gezeigt, wie es in Aluminiumgalliumnitrid/Galliumnitrid zu einer Ausbildung von Ladungsträgergasen kommt, wodurch diese beeinflusst werden und wie die Heterosysteme für die Nutzung in Bauelementen prozessiert werden können. Es wurde berichtet, dass so genannte Quantenbauelemente durch die Einschränkung ihrer Ausdehnung auf zwei bzw. eine Bewegungsrichtung oder durch Bindung an eine Stelle (Quantenpunkt) besondere Transport- und Energiezustände zeigen können. Das wichtigste Bauelement ist zweifelsohne der HEMT, der nach Ankündigung Ende der 70er Jahre [127] und ausgiebiger

Erforschung seit den 80er Jahren [128] heute zu den Standardbauelementen der Hochfrequenzelektronik gehört. Einen breiten Überblick über die Vielzahl der Bauelemente zwischen den Quantenstrukturen und den klassischen makroskopischen Bauelementen bietet die Monografie von *Barnham und Vvedensky* [31]. Sie beleuchten chronologisch die wichtigsten Schritte von ersten Quanteninterferenz-Transistoren [129], [130] bis hin zu Einzelatom-Schaltkreisen [131], [132], [133], [134]. Auch *Morkoç* [135] erläutert eine Auswahl an Bauelementen, bezieht sich aber besonders auf GaN-basierte optische und elektronische Bauelemente. Auch wenn diese Vielzahl der Bauelemente eine große Anzahl interessanter Aspekte aufweist, soll hier der Schwerpunkt auf Strukturen gelegt werden, die für das Verständnis der Theorien zur Funktion der *Three-Terminal Junction* Bauelemente notwendig sind.

Nach wie vor gilt der ballistische Transport bei anderen Forschergruppen als Grundlage für die Funktion der TTJ-Bauelemente. Daneben wurden erweiterte Modelle publiziert, die eine Mischung aus ballistischem und klassisch-diffusem Transport beschreiben [136]. Dennoch ist diese Erklärung umstritten. Im Rahmen dieser Arbeit wird gezeigt, dass sich die beobachteten Effekte auch ohne Ballistik beschreiben lassen. Zum Verständnis der ballistischen Theorien werden diese Modelle dennoch hier als Überblick erläutert.

Der ballistische Effekt beschreibt die Bewegung eines Ladungsträgers ohne Zusammenstöße. Trifft ein Elektron auf ein anderes Teilchen (z.B. ein Phonon), ändert es neben der Richtung auch den Betrag seines Bewegungsimpulses und damit in der Wellencharakteristik seine Phase. Dies wird als inelastischer Stoß bezeichnet. Im klassischen Transportmodell, wie es in jedem ohmschen Widerstand angenommen werden kann, führen diese Stöße zu einer häufigen Ablenkung der Ladungsträger, was deren Bewegung bremst. Man spricht von diffusem Transport. Kommt es aufgrund einer großen mittleren freien Weglänge (engl. mean free path; MFP) nicht zu Stoßprozessen, handelt es sich um ballistischen Transport. Die Geschwindigkeit der Ladungsträger wird dabei signifikant höher als in Kanälen mit diffusem Transport. Der aktive Bereich des Bauelements mit ballistischem Transport hat quasi keinen nachweisbar längenabhängigen Widerstand [137], [138]. Der Gesamtwiderstand wird damit vom Kontaktsystem und den Regionen diffusen Transports bestimmt. Es ist materialabhängig aktuell möglich, mittlere freie Weglängen von mehreren Mikrometern bei 77 K zu erreichen

[139], [140], [141]. Für AlGaAs/GaAs-Systeme mit Beweglichkeiten einiger $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 0,3 K können sogar über $100 \mu\text{m}$ erreicht werden [142].

Eines der einfachsten Bauelemente, das von anderen Gruppen auf Basis des ballistischen Transports beschrieben wurde, ist der Y-Schalter (oder Y-branch switch) [143]. Bei diesem handelt es sich um einen kurzen, sehr schmalen Balken eines leitfähigen Materials, der sich an einem Ende in zwei separate Balken aufteilt (vgl. Abbildung 21) [49]. Er bildet damit gemäß der klassischen Elektrotechnik einen Knoten, dessen Ströme sich entsprechend des 1. Kirchhoffschen Gesetzes zu null addieren.



Abbildung 21: Schematischer Aufbau eines Y-Schalters, bei dem sich eine Leiterbahn in zwei einzelne Bahnen aufteilt

Würde man an die zwei getrennten Balken L und R je ein Potential (V_L bzw. V_R) anlegen, ergäbe sich bei ohmschem Verhalten des Bauelements unter der Voraussetzung, dass jeder der drei Äste den gleichen Widerstand besitzt, am zentralen Balken C das arithmetische Mittel V_C (vgl. Gleichung 6). Dieser Effekt beruht auf dem diffusen Transport und ist daher in makroskopischen Systemen typisch.

$$V_C = \frac{V_L + V_R}{2} \quad (6)$$

Nachvollziehbar wird dies an einem ohmschen Leiter. Legt man zwischen seinen Enden (L und R) eine Spannung an, kann man an beliebiger Positionen des Streifens den ortsabhängigen Spannungsabfall mit einer Messspitze (C) bestimmen. Die Spannung zwischen dem linken und dem rechten Kontakt bilden den Eingang der Schaltung, das Potential am Zentralkontakt den Ausgang. Macht man die Struktur jedoch hinreichend klein, so dass die mittlere freie

Weglänge größer wird als die Länge des gesamten aktiven Bereichs und sind zudem die Randstreuungen klein, verändern sich diese Eigenschaften. In diesem Regime des ballistischen Transports zeigt sich, dass die Zentralspannung V_C nicht mehr das arithmetische Mittel liefert, sondern zur negativeren der angelegten Spannungen tendiert. Um diesen Effekt zu untersuchen eignet sich im Besonderen der so genannte Push-Pull-Messaufbau, eine häufig verwendete Messkonfiguration für den Y-Schalter. Er wird im folgenden Kapitel ausführlich erläutert. Die Spannungen V_L und V_R werden damit auf einen identischen Betrag V_0 festgesetzt, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen. Es gilt: $V_0 = +V_L = -V_R$. In einem ohmschen System mit diffusem Transport ergäbe sich als zentrales Potential das arithmetische Mittel mit 0 V. Bei ballistischem Verhalten ist die Zentralspannung ungleich null. Bisherige Veröffentlichungen gehen alle von einer Tendenz hin zur negativen Spannung aus [144], [145], [146], [147]. Man spricht dabei von einem Gleichrichteffekt, da der Ausgang (unabhängig von der Polarität der Eingangsspannungen) stets das negative Vorzeichen hat. Eine Möglichkeit zum Beschreiben dieser stets negativen Ausgangsspannung liefern ballistische oder quasi-ballistische Transportvorgänge. In der einfachsten Annahme geht man davon aus, dass die Elektronen effektiv vom negativeren Kontakt (welcher als Ladungsträgerreservoir angesehen werden kann) zum positiven Kontakt fließen. Beim rein ballistischen Transport kommt es nicht zu inelastischen Stößen, bei quasi-ballistischem Transport zu wenigen, wodurch sich das Kontaktpotential etwas ändert. Damit lassen sich auch real beobachtete Abweichungen zwischen V_C und $-V_0$ erklären [145]. Eine genauere Beschreibung liefert der Ansatz über den Landauer-Büttiker-Formalismus [148], [149]. Dieser geht in seinen Annahmen von einem System beliebig vieler Elektronenreservoirs (hier die drei Kontakte L, R, C) mit unterschiedlichen Potentialen aus, welche über eindimensionale Kanäle verbunden sind (LR, LC und RC). Für jeden Kanal existieren ein Transmissionskoeffizient (T_{LR} , T_{LC} , T_{RC}) sowie ein Reflektionskoeffizient (R_{LR} , R_{LC} , R_{RC}). Unter der Annahme, dass der Strom durch den Zentralkontakt $I_C = 0$ A ist, lässt sich die Spannung V_C in Abhängigkeit von V_0 nach Gleichung (7) errechnen [145].

$$V_C = \frac{1}{2}\xi V^2 + \sigma(V^4) \tag{7}$$

Dabei wird ξ [xi] als Krümmung bezeichnet und liefert für positive Transmissionskoeffizienten einen negativen Wert. Damit ist eine negative Zentralspannung bei ballistischem Transport zu

erwarten. Diese genäherte parabolische Abhängigkeit konnte für kleine Spannungen unter etwa 75 mV durch Experimente bestätigt werden [145]. Für größere Spannungen kommt es zu Abweichungen vom parabolischen Verhalten.

Da sich AlGaN/GaN-Heterosysteme durch ihre hohe Durchbruchfeldstärke von mehreren MV/cm jedoch auch für größere Spannungen eignen, wurden im Rahmen dieser Arbeit auch weit höhere Spannungsdifferenzen von bis zu 40 V verwendet. Die Gesamtheit der Ergebnisse lässt sich jedoch nicht hinreichend durch den ballistischen Transport erklären. In den folgenden Kapiteln wird deshalb in Abhängigkeit von Geometrie, Temperatur und Spannung das Verhalten von Strukturen ähnlich den Beschriebenen untersucht. Diese Y-Schalter finden durch ihren simplen Aufbau in völlig neuartigen Materialsystemen Umsetzung. So ist beispielsweise die Herstellung mit Hilfe von Kohlenstoffnanoröhren (engl. carbon nano tubes; CNT) möglich [150], [151].

4.2 Messverfahren zur Charakterisierung der Heterosystem- und Bauelementeeigenschaften

Die Analyse aller Bauelemente beginnt bereits mit der Charakterisierung der Materialeigenschaften. Da im Rahmen dieser Arbeit AlGaN/GaN-Heterosysteme auf Si(111)/SiC(111)-Pseudosubstraten verwendet wurden, sind insbesondere die Eigenschaften der zweidimensionalen Elektronengase für die elektrische Funktion der Bauelemente ausschlaggebend. Zunächst gilt es also, die grundlegenden Eigenschaften des Halbleitermaterials nach dem Wachstum zu charakterisieren. Übliche Verfahren sind dabei die Hall-Effekt-Messungen in van-der-Pauw-Methodik zur Untersuchung der Ladungsträgereigenschaften (Dichte und Beweglichkeit) [152] sowie die Transmissionslängenmethode oder auch Transferlängenmethode (TLM) zur Bestimmung der Kontakteigenschaften [153]. Die Bestimmung von Beweglichkeiten und Ladungsträgerdichten erfolgt gemäß [152] mit Hilfe einer dünnen, homogenen Schicht beliebiger Form, welche sich in einem definierten

statischen Magnetfeld befindet. Diese kann also der Wafer selbst sein oder auch nur ein kleiner definierter Bereich auf einer Probe. Als Anforderungen gelten dabei:

- 1) Die Kontakte sind viel kleiner als die Messstruktur.
- 2) Die Kontakte befinden sich am äußeren Rand der Struktur.
- 3) Die Messstruktur wird zwischen den Kontakten nicht unterbrochen.

Für die Kontaktierung wird das in Kapitel 3.3 beschriebene ohmsche Kontaktsystem aus Ti/Al/Ti/Au verwendet. Der aktive Bereich der Hall-Struktur ist eine geätzte Mesastruktur in Form eines Quadrats, das an den Ecken kontaktiert wird. Die metallischen Kontakte werden linienförmig nach außen geführt und am Ende durch große Gold-Kontaktpads an die Messspitzengröße angepasst. Der Hall-Koeffizient des 2DEG wird allein durch Messung der Ströme in der Vierpolstruktur bestimmt, soweit die Spannungen und die magnetische Feldstärke bekannt sind. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 5 (S. 56) zusammengestellt. Als Messplatz wurde ein Accent HL5500PC verwendet.

Zum Nachweis der ohmschen Charakteristik der Kontakte wurde die Transferlängenmethode verwendet [154]. Der daraus ermittelte „Restwiderstand“ lässt sich bei bekannter Kontaktfläche auf Ω/\square normieren. Eine Übersicht der ermittelten Werte ist in Tabelle 5 zu sehen. Die TLM Messungen wurden in einem Karl Süss Vielspitzenmessplatz mit Keithley S2400 Sourcemetern durchgeführt.

Zur Charakterisierung der Bauelemente dienen vor allem Strom-Spannungs-Kennlinien. Dazu wurden die Proben an einem Dreispitzenmessplatz SCS 4200 der Firma Keithley untersucht. Der Messplatz verfügt zudem über elektromechanische Messspitzenmanipulatoren sowie eine verschließbare Einhausung des Messaufbaus, welcher mit Stickstoff begast werden kann. Letzteres wird für die temperaturabhängigen elektrischen Messungen (vgl. Kapitel 4.5 und 5.3) benötigt, um eine Kondensation der Luftfeuchtigkeit auf Probe und Probenhalter zu unterbinden.

Bezeichnung	Ladungsträgerbeweglichkeit μ_n	Ladungsträgerdichte N_s	Schichtwiderstand R_s aus Hall-Mess.	Schichtwiderstand R_s aus TLM-Mess.	Kontaktwiderstand R_c aus TLM-Mess.
xx1 (35 % Al, o. AlN)	1250 cm ² /V s	1,09x10 ¹³ /cm ²	422,5 Ω/□	354 Ω/□ (± 90)	1,90 Ωmm
xx2 (35 % Al, m. AlN)	1430 cm ² /V s	1,11x10 ¹³ /cm ²	395,1 Ω/□	373 Ω/□ (± 15)	0,21 Ωmm
xx3 (20 % Al, m. AlN)	1520 cm ² /V s	6,90x10 ¹² /cm ²	596,2 Ω/□	460 Ω/□ (± 186)	1,59 Ωmm

Tabelle 5: Übersicht der per Hall-Effekt- und Transferlängenmethode-Messungen ermittelten Eigenschaften des zweidimensionalen Elektronengases der verwendeten Heterosysteme

Es wurden Wolfram-Messspitzen auf die gefertigten Kontaktpads aufgesetzt. Die Anbindung an das Keithley-System erfolgte über so genannte medium power source measurement units mit Vorverstärkern. Sofern nicht anders angegeben, erfolgten alle Messungen in geschlossener Kammer, mit Halogenbeleuchtung, bei Luftdruck, normaler Gasatmosphäre und Raumtemperatur. Alle Proben waren unpassiviert. Je nach der zu untersuchenden Eigenschaft gab es zwei wesentliche Messanordnungen und damit verbundene Messprogramme. Im Push-Pull-Aufbau dienten die Kontakte als rechter, linker und zentraler Kontakt (vgl. Abbildung 22, S. 57), zur Untersuchung als Seitengate-Transistor entsprechend als Source, Gate und Drain. Die Hardware bleibt dabei identisch, die Umstellung erfolgt in der Messsoftware.

Im vorhergehenden Kapitel wurde erläutert, woher das Konzept des Y-Schalters stammt und welche besonderen Verhalten dabei zu erwarten sind. Zum Nachweis eignet sich dabei besonders der Push-Pull-Messaufbau. Da in dieser Arbeit das Konzept des Y-Schalters erstmalig in ein AlGaN/GaN-Heterosystem auf einen Si/SiC-Substrat übertragen wurde, fanden auch die im Vorfeld von anderen Gruppen veröffentlichten Methoden zur Auswertung (wie die Transistorkonfiguration) Anwendung.

Legt man an ein ohmsches Bauelement an ein Ende eine Spannung V_0 an, während das andere Ende auf Masse gelegt wird, kann man in der Mitte erwartungsgemäß $V_0/2$, also die Hälfte der angelegten Spannung, messen. Die Ursache liegt wie im vorangegangenen Kapitel

beschrieben im diffusen Transportverhalten der Ladungsträger. Legt man unterschiedliche Spannungen (V_L links und V_R rechts) an, so erhält man gemäß Gleichung (6) (S. 52) die Hälfte aus deren Summe. Der Spezialfall dieses Aufbaus ist der Push-Pull-Messaufbau, bei dem ein einheitliches Potential V_0 für die beiden Kontakte gewählt wird, jedoch mit umgekehrter Polarität. Man legt also an das eine Ende des Drahtes eine Spannung $V_R = V_0$ an und an das andere Ende eine umgekehrt gepolte Spannung des gleichen Betrages $V_L = -V_0$. Im Beispiel des Drahtes ergibt sich für die Messung in der Mitte des Bauelements eine zentrale Spannung $V_C = 0\text{ V}$. Die beiden Spannungen fallen jeweils über die halbe Drahtlänge ab und können damit als Teilwiderstand modelliert werden, welcher sich über den Strom bestimmen lässt.

Für die Aufnahme einer Push-Pull-Kennlinie wird nun V_0 variiert. Als Ausgangsgröße dient die Zentralspannung V_C . Der schematische Aufbau ist in Abbildung 22 zu sehen.

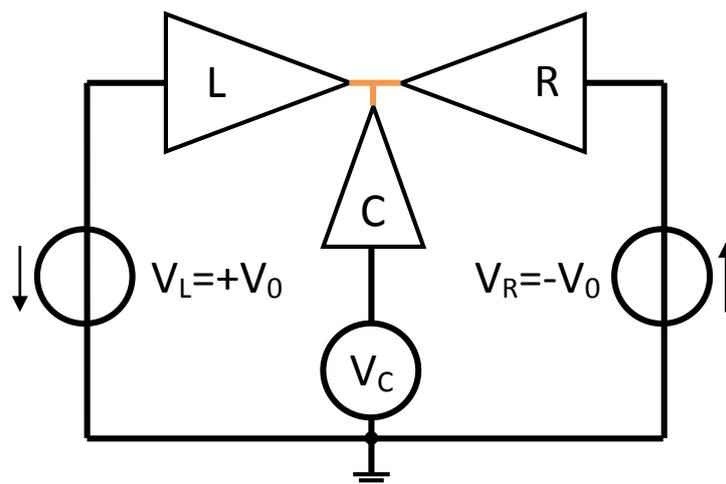


Abbildung 22: Schematische Darstellung des Push-Pull-Messaufbaus. Angelegte Spannungen sind $V_L = +V_0$ und $V_R = -V_0$; stromlose Messung der Spannung V_C am Zentralkontakt

4.3 Gleichrichtverhalten von Dreikontaktbauelementen in Push-Pull-Konfiguration

Der Push-Pull-Messaufbau ermöglicht die Messung des Übertragungsverhaltens bei symmetrischer Beschaltung. Es wurde bereits in der Ankündigung der *Three-Terminal Junction* Bauelemente durch Xu [122] beschrieben, dass dabei eine von 0 V verschiedene Spannung am Ausgang zu erwarten ist. Zu unterscheiden ist dabei zwischen Spannungsverhalten und Stromverhalten. Zu sehen sind beide beispielhaft für eine T-Struktur in Abbildung 23. Während als Ausgangsgröße die Spannung dient, ist für die Entwicklung eines Ersatzschaltbildes auch der interne Strom von Bedeutung. Der Abgriff der Zentralspannung V_C erfolgt stromfrei, sodass ein Stromfluss nur zwischen den Klemmen L und R stattfinden kann.

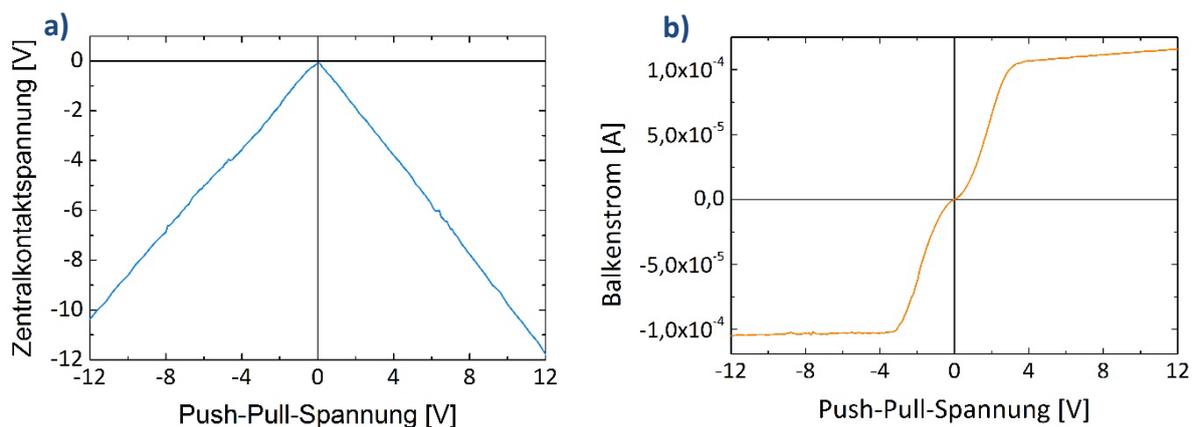


Abbildung 23: Beispiel der Kennlinien für a) Zentralspannung V_C und b) Balkenstrom I_B für eine TTJ-Struktur in T-Anordnung mit 174 nm Balkenbreite und 89 nm Zentralkontaktbreite

In Abbildung 23 a) ist für die Spannung deutlich die beschriebene negative Gleichrichtung zu erkennen. Unabhängig von der Polarität der angelegten Spannung V_0 ist die Ausgangsspannung am Zentralkontakt V_C stets negativ. Das bedeutet, dass der Kontakt sein Potential an den Zentralabgriff bringt, an dem dann der negativere Wert anliegt - oder im Umkehrschluss, dass der positivere Ast durch einen großen Widerstand abgeschnürt wird. Im einfachsten Fall kann man sich dies im Modell als einen Leiter mit zwei Widerständen

vorstellen (vgl. Abbildung 24, S. 60). Im Fall der Beschaltung mit einer negativen Spannung links ($V_L = -V_0$) und einer positiven rechts ($V_R = +V_0$) würde der linke Kontakt zur Mitte durchgreifen, der Widerstand R_L wäre klein. Im Gegensatz dazu wird der rechte Kontakt hochohmig. Sein Potential hat nahezu keinen Einfluss auf das Potential am Zentralkontakt. Damit fällt fast die gesamte Spannung zwischen dem linken und dem rechten Kontakt über dem Widerstand R_R ab. Die Widerstände sind damit abhängig von der angelegten Spannung und damit Varistoren.

Dabei gibt es zwei erkennbare Abschnitte. Für hinreichend große Spannungen ist das Verhalten nahezu linear. Für kleinere Spannungen ist dieser Verlauf jedoch nicht linear. Seine Krümmung lässt sich entweder parabolisch nähern oder bildet ein Plateau. Letzteres entspricht auf $V_c = 0$ V ohmschem Verhalten und damit im Modell des ballistischen Effekts einem Bereich diffusen Transports. Die Push-Pull-Spannung für den Übergangspunkt zwischen diesen zwei Bereichen ist jedoch für verschiedene Bauelemente nicht einheitlich. Sie lässt sich durch die geometrische Definition des Bauelementes beeinflussen.

Weiterhin ist zu beachten, dass der Spannungsabfall mit Umkehrung der Polung umschaltet. Wie erwähnt greift das negativere Potential auf den Zentralkontakt durch. Damit würde im Beispiel oben der Widerstand R_R für eine negative Eingangsspannung klein, während nahezu die gesamte Spannung über den Balken über R_L abfällt. Auch dabei gibt es die erwähnten zwei Bereiche für plateauförmiges/parabolisches und lineares Verhalten. Die Push-Pull-Spannung des Übergangs ist aufgrund geometrischer Asymmetrien nicht zwingend symmetrisch zur Push-Pull-Spannung von $I_B = 0$ A.

Das Modell zweier Widerstände würde jedoch das lineare Verhalten des Stromes zwischen den Kontakten L und R bedingen. Schaut man sich den beispielhaften Verlauf in Abbildung 23 (S. 58) jedoch an, trifft dies nicht für alle Bauelemente zu. Obwohl die TLM-Messungen einen ohmschen Kontakt bestätigen, kann es dennoch für die Bauelemente zu diodenartigem Verhalten durch einen n/n^+ -Übergang in der Elektronenkonzentration kommen (vgl. Kapitel 5).

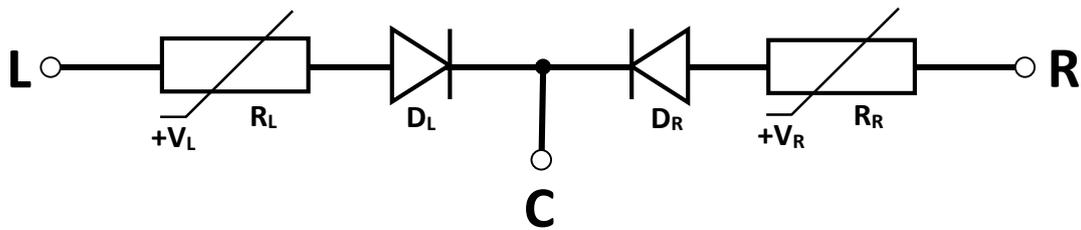


Abbildung 24: Schematisches Ersatzschaltbild eines TTJ-Bauelements mit negativer Gleichrichtcharakteristik

Die Ergänzung des einfachen Modells mit zwei spannungsabhängigen Widerständen (Varistoren) durch die Dioden zu beiden Seiten des Zentralkontakts (vgl. Abbildung 24) bewirkt, dass der Kanal zwischen L und R stets durch eine Diode in Durchlass- und eine Diode in Sperrrichtung kontrolliert wird, wobei jene in Durchlassrichtung in jene in Sperrrichtung injiziert. Es ist zu beachten, dass es sich in einem zweidimensionalen Elektronengas nicht um die klassische Diode mit p-n-Übergang handeln kann. Viel mehr besteht das System aus einem n-n⁺-Übergang, der durch die Erhöhung bzw. Verringerung der Elektronendichte zustande kommt. Dass diese Charakteristik mit den experimentellen Beobachtungen übereinstimmt, wird besonders in Kapitel 5 bei der Betrachtung des positiven Gleichrichteffekts deutlich.

Wenn in den folgenden Kapiteln vom Nulldurchgang der Push-Pull-Spannung gesprochen wird (und damit dem Wechsel der Polarität), ist zu beachten, dass nicht zwingend die Identität der Spannungsbeträge V_L und V_R gemeint sein muss. Zwar entspricht dies dem Standard dieses Messaufbaus, jedoch zeigen TTJ-Bauelemente ihr Gleichrichtverhalten auch bei einer definierten Offset-Spannung. Diese lässt sich einstellen, indem der Strom-Nulldurchgang verschoben wird. Addiert man zu V_0 auf beiden Seiten einen festen Wert V_{Off} ($V_L = -V_0 + V_{\text{Off}}$; $V_R = +V_0 + V_{\text{Off}}$) verschiebt sich der Umkehrpunkt der Gleichrichtung dorthin (vgl. Abbildung 25, S. 61). Aus diesem Grund ist es auch korrekter, von der *negativeren* der Eingangsspannungen zu sprechen statt von der *negativen*. Die Zentralspannung kann bei negativer Gleichrichtung also auch positive Werte annehmen. Dennoch handelt es sich dabei um einen Sonderfall des Push-Pull-Messaufbaus. Die Offset-Beschaltung ist für Anwendungen des Bauelements in Schaltungen von Interesse, wird jedoch für die Untersuchungen der allgemeinen Bauelementeeigenschaften in den folgenden Kapiteln nicht weiter betrachtet.

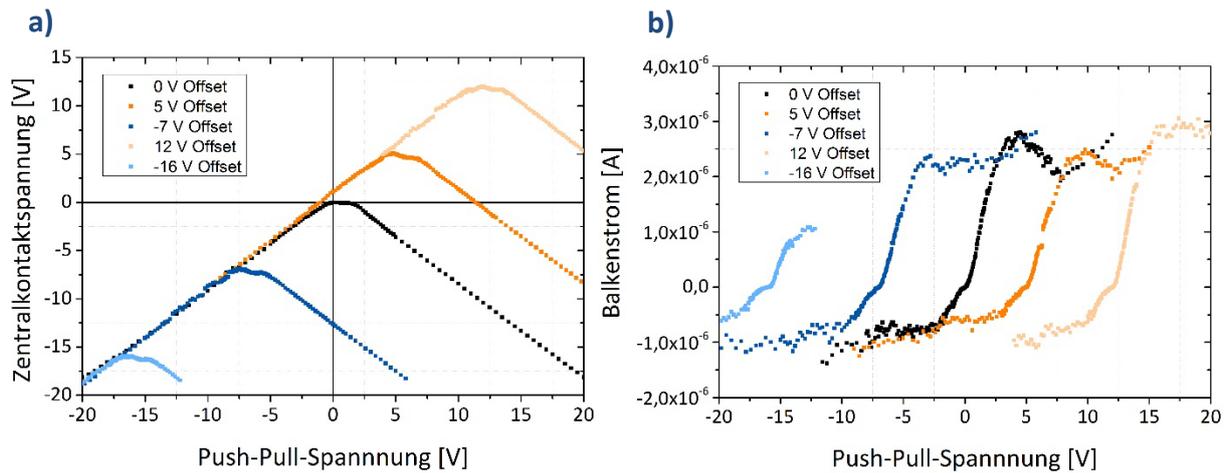


Abbildung 25: Verschiebung des Maximums der Zentralkontaktspannung bei Verschiebung des Stromnulldurchgangs durch Offset-Spannungen V_{Off} ($V_L = -V_0 + V_{\text{Off}}$; $V_R = +V_0 + V_{\text{Off}}$); a) Zentralkontaktspannung und b) Balkenstrom in Abhängigkeit der Push-Pull-Spannung bei einem TTJ-Bauelement in T-Anordnung mit Balkenbreite 152 nm und Zentralkontaktbreite 170 nm

4.4 Bauelementeeigenschaften in Abhängigkeit der Geometrie

Ursprünglich beruht die Theorie des Y-Schalters auf dem Auftreten von ballistischen Transporteffekten (vgl. Kapitel 4.1). Basierend auf dieser Theorie ist es sinnvoll, die Geometrieabhängigkeit der Bauelemente zu untersuchen. Da der ballistische Transport aktive Bereiche in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge erfordert, ist eine Nanostrukturierung der Bauelemente unabdingbar. Mit Hilfe der Elektronenstrahlolithografie sind solche Geometrien herstellbar. Anhand eines semiklassischen Ansatzes [155], [156] lässt sich über die Elektronenbeweglichkeit (μ_n) und -dichte (n) die mittlere freie Weglänge (MFP_e) mit Hilfe von Gleichung (8)

$$MFP_e = \frac{h\mu_n\sqrt{n}}{\sqrt{2\pi}e} \quad (8)$$

zwischen zwei Zusammenstößen mit etwa 67 nm für die hier verwendeten Heterostrukturen bestimmen. Dabei ist h das Planck'sche Wirkungsquantum. Bis zu diesem Kontaktabstand kann man deshalb von ballistischem Transport ausgehen, oberhalb für einen gewissen Bereich von quasi-ballistischem Verhalten und darüber hinaus von diffusem Transport. Da auch Grenz- und Oberflächenstreuung die mittlere freie Weglänge verkürzen können, kann man durch die geometrische Definition des aktiven Bereichs (also des 2DEG) direkten Einfluss auf die Streuvorgänge nehmen.

Prinzipiell ist die Anordnung der drei Kontakte in beliebiger Konfiguration möglich. Dabei haben sich aus den eigentlichen Y-Schaltern zwei Formen entwickelt, die im Rahmen dieser Arbeit verglichen wurden. Beide werden unter dem Begriff des *Three-terminal junction* Bauelements zusammengefasst. Als sinnvoll für TTJ-Bauelemente erweist sich zum einen die Anordnung in einer T-Form, bei der ein gerader Balken die Kontakte L und R verbindet. Dieser Balken wird in der Mitte rechtwinklig vom zentralen Kontakt (C) berührt (vgl. Abbildung 26, a) + b)). Durch den geraden Balken reduziert sich so die Wahrscheinlichkeit von Oberflächenwechselwirkungen der Ladungsträger. Außerdem bietet diese Form die Möglichkeit, den seitlichen Zentralkontakt als laterales Seitengate agieren zu lassen. Die zweite Grundstruktur ist die Y-Form. Alle drei Kontakte stehen im Winkel von 120° zueinander. Zudem haben die Äste in allen Richtungen die gleiche Länge. Daraus resultiert eine hohe Flexibilität in der Beschaltung der Anschlüsse in der Anwendung. Jeder Zweig kann nach Bedarf alle Aufgaben (L, R, C) übernehmen (vgl. Abbildung 26, c) + d)).

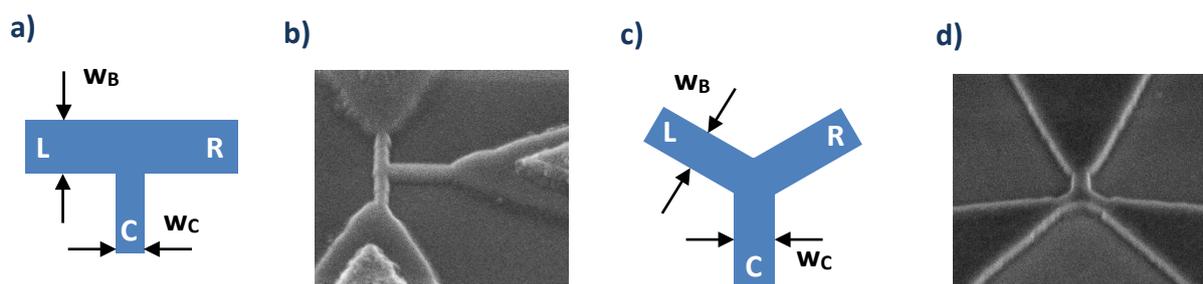


Abbildung 26: Prinzipielle Anordnungen der drei Kontakte der Gleichrichtbauelement mit Balkenbreite w_B und Zentralkontaktbreite w_C ; a) T-Anordnung des aktiven Bereichs mit durchgängigem Balken und orthogonalem Zentralkontakt; b) REM-Aufnahme einer T-Struktur; c) Y-Anordnung mit 120° -Versatz der Kontakte; d) REM-Aufnahme einer Y-Struktur

Aus diesen Anordnungen ergeben sich auch technologische Folgen. Die Herstellung kleinster Strukturen erfordert besonders in der Lithografie sehr hohe Genauigkeiten bei der Anordnung der verschiedenen Prozessebenen zueinander. Da der aktive Bereich und der Übergang zu den ohmschen Kontakten aufgrund von Wechselwirkungen (vgl. Proximity-Effekt, Kapitel 3.3.2) nicht gleichzeitig in der Elektronenstrahlolithografieschritt erzeugt werden können, müssen beide Ebenen zueinander ausgerichtet werden. Bereits kleine Abweichungen in der Justierung der Ebenen führen dabei zu Asymmetrien, welche die Positionierung des Zentralkontakts in der Balkenmitte betreffen.

4.4.1 Charakteristika der Zentralkontaktspannung für negatives Gleichrichtverhalten

Die Gruppe der Dreikontaktbauelemente in Push-Pull-Konfiguration bietet zwei Parameter, die als Ausgangsgröße betrachtet werden können. Zum einen ist dies die Zentralkontaktspannung V_C , zum anderen der Strom durch den Balken I_B . Für beide wird in den nächsten Kapiteln betrachtet, wie ihre Charakteristika durch Geometrie und AlGaIn/GaN-Heterostruktur beeinflusst werden können.

Wie schon in den vorherigen Kapiteln beschrieben, war den Y-Schaltern und den daraus resultierenden *Three-terminal-junction*-Bauelementen seit ihrer Vorhersage eine Gleichrichteigenschaft gemeinsam, welche über die Zentralkontaktspannung messbar ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Y- und T-Strukturen mit unterschiedlichen geometrischen Abmessungen auf drei unterschiedlichen AlGaIn/GaN-Heterostrukturen hergestellt. Die Dimensionen des aktiven Bereiches wurden dabei über die Belichtungszeit während der Elektronenstrahlolithografie eingestellt. Daraus ergeben sich sowohl sehr schmale als auch große, überbelichtete Strukturen. Entgegen ursprünglicher Vermutungen zeigen jedoch auch die breiten aktiven Bereiche nicht-lineare Effekte abseits des ohmschen Verhaltens. Es handelt sich um eine positive Gleichrichtung der Zentralkontaktspannung. Da diese bisher noch nie bei

Raumtemperatur beobachtet wurde und auch mit dem akzeptierten Modell des ballistischen Transports nicht mehr vollständig beschrieben werden kann, widmet sich Kapitel 5 diesem Thema gesondert.

Durch die Einfachheit der Dreikontaktbauelemente haben diese während der letzten Jahre eine große Aufmerksamkeit erhalten. Aufgrund der Voraussage, der ballistische Transport wäre bestimmend für den erwarteten Gleichrichteffekt, konzentrierten sich viele Untersuchungen auf diese Transportart. In den Veröffentlichungen erfolgt häufig die Betrachtung eines sehr kleinen Spannungsbereiches (unterhalb 1 V). Einige Versuche konnten zeigen, dass es auch für V_0 gleich oder größer 1 V nicht zu ohmschem Verhalten kommt [156]. Selbst für Raumtemperaturbetrieb, lange Ladungsträgerkanäle und vergleichsweise große Spannungen konnte der negative Gleichrichteffekt beobachtet werden. Es wurde festgestellt, dass für kleine Spannungen eine parabolische Näherung des Zentralspannungsverlaufs möglich ist und dann ein Übergang zum linearen Verlauf mit konstantem Anstieg stattfindet [52], [157]. Zum Vergleich der negativen Gleichrichteigenschaften der Bauelemente in verschiedenen Materialien sind in Tabelle 6 (S. 65) die Messparameter und die resultierenden Ausgangsgrößen gegenübergestellt.

Gezeigt werden die Absolutwerte der gemessenen Zentralkontaktspannung (in Abhängigkeit der Push-Pull-Spannung) und das daraus resultierende V_C/V_0 -Verhältnis. Dieses bewegt sich für andere Heterosysteme als AlGaN/GaN zwischen 0,25 und 0,67, für Graphen zwischen 0,03 und 0,17. Bei AlGaN/GaN-Bauelementen auf Saphir werden Verhältnisse bis 0,83 erreicht, dafür erfolgt der Übergang vom parabolischen in den linearen Bereich für größere V_0 . Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Bauelemente im AlGaN/GaN-Heterosystem auf Silizium erreichen V_C/V_0 von bis zu 0,98.

Material	Temp. [K]	gemess. V_0 -Bereich [V]	gemessene V_c (V_0) (lin. Bereich) [V]	Verhältnis V_c/V_0 (V_0) [V]	Form	Übergang zum lin. Bereich [V]	Quelle
InGaAs/ InAlAs	4,5	-0,5 ... +0,5	-0,2 (-0,3)	0,67 (-0,3)	Parabel + linear	< 0,1	[156]
InGaAs/ InAlAs	295	-0,5 ... +0,5	-0,25 (-0,5)	0,50 (-0,5)	Parabel + linear	0,3	[156]
InGaAs/ InAlAs	295	-0,25 ... +0,25	-0,05 ... -0,11 (-0,2)	0,25 ... 0,55 (-0,2)	Parabel + linear	0,1	[157]
AlInAs/ GaInAs	295	-0,5 ... +0,5	-0,24 (-0,5)	0,48 (-0,5)	Plateau + linear	0,1 ... 0,2	[158]
InP/ InGaAs	295	-0,4 ... +0,4	-0,1 ... -0,18 (-0,3)	0,33 ... 0,60 (-0,3)	Parabel/ Plateau + linear	0,1 ... 0,3	[147]
Graphen	295	-0,8 ... +0,8	-0,04 (-0,4)	0,1 (-0,4)	Parabel + linear	verkippt	[159]
Graphen	295	-4,0 ... +4,0	-0,5 ... -0,1 (±3)	0,17 (-3) 0,03 (+3)	Parabel + linear	verkippt	[123]
InAs/ AlGaSb	4,2 u. 77	-1,0 ... +1,0	-0,4 (-0,5)	0,8 (-0,5)	Parabel + linear	0,2	[160]
InAs/ AlGaSb	295	-1,0 ... +1,0	-0,15 (-0,5)	0,3 (-0,5)	Parabel + linear	0,5	[160]
AlGaIn/ GaIn auf Saphir	295	-4,0 ... +4,0	-2,5 ... -1,0 (±3)	0,83 (-3) 0,33 (+3)	Parabel + linear	1 ... 2	[123]
AlGaIn/ GaIn auf Si	295	-20 ... +20	-4,9 (5,0)	bis 0,98	Parabel/ Plateau + linear	0,5 ... 4	diese Arbeit

Tabelle 6: Übersicht der Kennwerte für das negative Gleichrichtverhalten von TTI-Bauelementen in verschiedenen Materialien

Da aufgrund dieser Untersuchungen auch für Push-Pull-Spannungen deutlich über 1 V nichtlineare Effekte zu erwarten sind, wurden im Rahmen dieser Arbeit der Messbereich und die Push-Pull-Eingangsspannung V_0 deutlich erhöht. Die Messungen fanden in einem Keithley SCS 4200 Dreispitzenmessplatz mit Vorverstärkern statt. Als Startwert wurden 20 V in positiver und negativer Polarität an den linken bzw. rechten Kontakt angelegt. Daraus ergibt sich eine maximale Spannungsdifferenz von 40 V, was bis zu zwei Größenordnungen über vorherigen Untersuchungen ähnlicher Bauelemente liegt. Ausgehend von einem 260 nm langen Kanal zwischen den Kontakten L und R treten damit Feldstärken von über 1,5 MV/cm

auf. In diesem Regime kommt es aufgrund des starken Feldes zur Erhöhung der Stoßvorgänge, weswegen die Transportbedingungen weg von ballistischer und quasi-ballistischer hin zu diffuser Bewegung gehen. Die Beweglichkeit μ nimmt ab. Dennoch kommt es nicht zum Auftreten der zu erwartenden ohmschen Charakteristik und einem 0 V Mittelwert. Bis an die Grenzen der Messungen bleibt die Linearität der Gleichrichtung erhalten. Man kann deshalb von zwei Bereichen sprechen. Dies ist zum einen der nichtlineare Bereich für kleine Spannungen und zum anderen darüber hinaus der lineare Bereich. Bereits *Mateos et al.* [157], *Iñiguez-de-la-Torre et al.* [52] und *Irie et al.* [156] beschreiben dieses Phänomen, wenn auch für deutlich kleinere V_0 . Demnach kann der parabolische Verlauf durch ballistische Effekte, der konstante Anstieg durch so genanntes Intervalley-Scattering durch optischen Phononen beschrieben werden. Dieser Streuvorgang tritt bei hinreichend starken elektrischen Feldern auf, die die Elektronen aus dem Leitbandminimum des Γ -Punktes in die benachbarten Minima der A- oder M- und L-Punkte heben können (vgl. Abbildung 27). Während die Bandlücke am Γ -Punkt 3,4 eV beträgt, ist sie sowohl im M-L-Tal mit 4,5 eV bis 5,3 eV als auch im A-Punkt mit 4,7 eV bis 5,5 eV mehr als 1 eV größer [12].

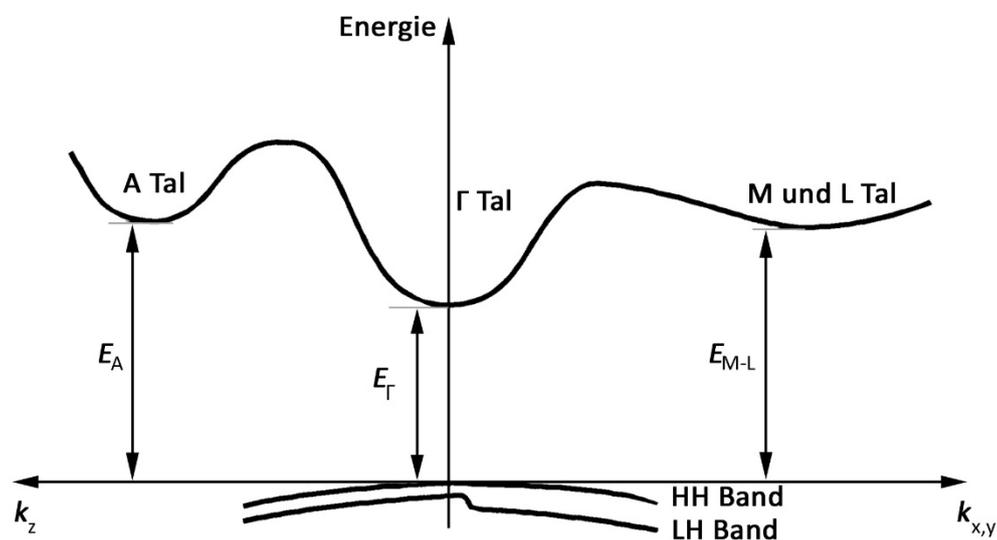


Abbildung 27: Schematische Darstellung der Bandkanten in GaN mit Wurtzitstruktur bei 300 K; zu erkennen sind die energetischen Abstände zwischen der Valenzbandoberkante sowie der Unterkante in den Γ -, A- und M-L-Punkten; $E_{\Gamma} = 3,4$ eV, $E_{M-L} = 4,5$ eV - 5,3 eV, $E_A = 4,7$ eV - 5,5 eV

Dies hat zur Folge, dass im AlGaIn/GaN-System für das Auftreten des Intervalley-Scattering mehr Energie erforderlich ist als beispielsweise in Indiumgalliumarsenid/Indiumaluminiumarsenid [156], [161]. Für den Verlauf der Ausgangsspannung V_c bedeutet dies, dass sich im verwendeten AlGaIn/GaN-Heterosystem der parabolische Bereich zu höheren Push-Pull-Spannungen erstreckt als in den anderen III-V-Systemen. Dies deckt sich auch mit den experimentellen Daten. Der parabolische Teil der Kurve dehnt sich zum Teil über mehrere Volt aus. Dies findet Ausdruck in der Krümmung der parabolischen Näherung, welche in oben genannten Veröffentlichungen zudem als Maß des ballistischen Anteils im Transport gewertet wird. Die Krümmung B_2 ist der Koeffizient des quadratischen Glieds in einem Polynom zweiten Grades und Maß für Streckung oder Stauchung der Parabel. Da mit zunehmender Kanallänge der diffuse Transport den ballistischen Transport durch Zunahme der inelastischen Stoßvorgänge ablöst, ist die Kanallänge wichtigster Parameter für diesen Übergang und wurde mehrfach untersucht. Jedoch zeigen *Iñiguez-de-la-Torre et al.* [52] ebenso eine Abhängigkeit von der Kanalbreite. Zwar hat diese keinen direkten Einfluss auf die Stoßvorgänge im Kanal, dennoch zeigt sich ein Zusammenhang. Dieser lässt sich auf zwei Einflüsse zurückführen. Zum einen wird im Transport der Anteil der Randstreuungen mit zunehmender Breite geringer. Zum anderen gibt es Randladungen (vgl. Kapitel 2.3.3.2), welche ein Feld erzeugen und dadurch den Transport beeinflussen können [53]. Deren Einfluss wird bei breiten Kanälen kleiner.

Zur Klärung der Gleichrichtung, bei der auch Verarmungs- und Anreicherungsmechanismen eine entscheidende Rolle spielen könnten [78], wurde auch das Krümmungsverhalten in Abhängigkeit der Balkenbreite untersucht. In Abbildung 28 (S. 68) ist für die drei verwendeten AlGaIn/GaN-Heterosysteme jeweils die Abhängigkeit der Krümmung von der Balkenbreite zu sehen. Dabei wird in T- (blau) und Y-Strukturen (orange) unterschieden. Nahezu alle Parabeln sind gestaucht ($|B_2|$ kleiner als 1). Erst unter 120 nm Balkenbreite beginnt eine deutliche Zunahme der Krümmung, wobei zwar die Heterosysteme unabhängig von Aluminiumgehalt und AlN-Zwischenschicht ähnliche Werte zeigen, Y-Strukturen jedoch für schmale Balken tendenziell größere Krümmungen hervorrufen.

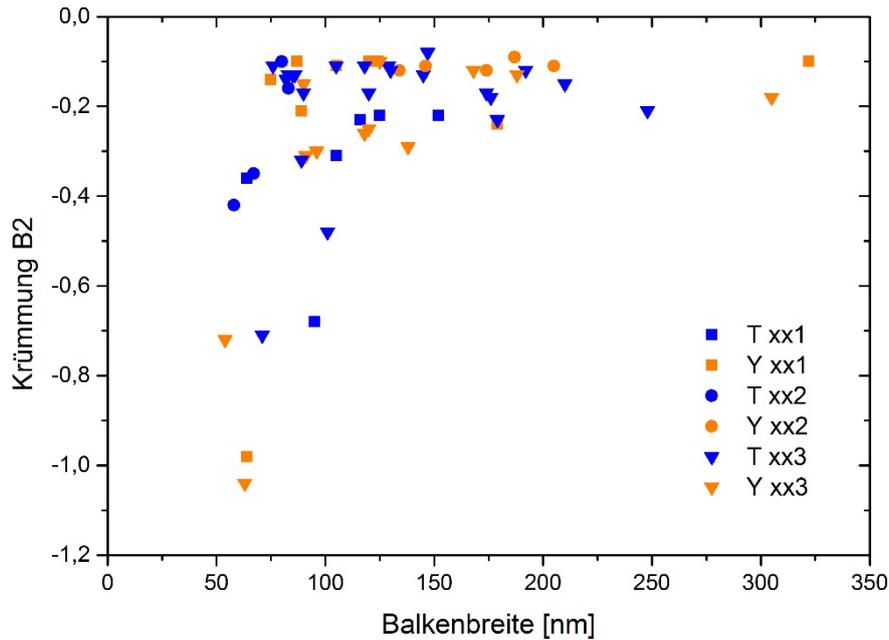


Abbildung 28: Abhängigkeit der Krümmung der V_C über V_0 Kurve von der Balkenbreite um $V_0 = 0$ V für negative Gleichrichtung; Unterscheidung in die drei verwendeten Heterosysteme und in Y- und T-Anordnung des aktiven Bereiches

Daraus lässt sich folgern, dass der gerade Balken zwischen den Kontakten L und R (T-Struktur) verglichen mit der 120° versetzten Verbindung (Y-Struktur) keine Verbesserung der ballistischen Eigenschaften bringt – oder diese hier keinen nachweislichen Einfluss hat. Darüber hinaus sind die Balken der untersuchten Strukturen mit Längen oberhalb der mittleren freien Weglänge so dimensioniert, dass ein stoßfreier Transport sehr unwahrscheinlich ist. Somit ergibt sich die Frage, inwiefern ballistischer Transport für das Auftreten des beobachteten Gleichrichteffekts überhaupt notwendig ist. Eine Möglichkeit der Untersuchung bietet dazu die Veränderung der Bauelementegeometrie hin zu sehr schmalen Kanälen, die den Stromfluss bis zu zwei Größenordnungen verkleinern, aber dennoch durch Feldeffekte eine Gleichrichtung aufzeigen. Dieses Verhalten wird als Self-Gating Verhalten bezeichnet und mit Hilfe von Simulationen und Experimenten in Kapitel 6.3 weitergehend untersucht.

4.4.2 Charakteristika des Balkenstroms in TTJ-Bauelementen

Das Prinzip des Push-Pull-Messaufbaus beinhaltet neben der Beschaltung mit $\pm V_0$ auch die Randbedingung, dass V_c stromlos gemessen wird. Gemäß dem 1. Kirchhoffschen Gesetz (Knotensatz) und unter Vernachlässigung von Leckströmen bedeutet dies, dass der Strom im rechten und linken Kontakt identisch ist. Dieser wird allgemein als Balkenstrom I_B bezeichnet. Sein typischer Verlauf kann in Abbildung 29 gesehen werden. Für kleine Spannung steigt er stark an und geht dann zu einem deutlich geringeren Anstieg über.

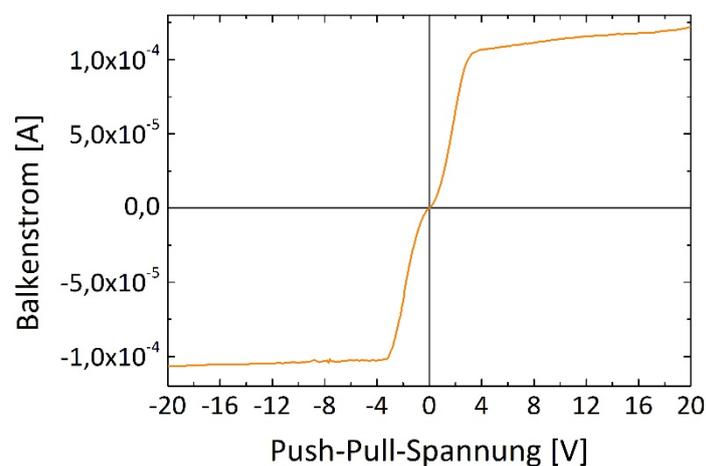


Abbildung 29: Typischer Verlauf des Balkenstroms in Abhängigkeit der Push-Pull-Spannung, TTJ in T-Anordnung mit etwa 174 nm Balkenbreite auf Heterosystem xx3

Für 2DEG in hexagonalen AlGaIn/GaN-Heterosystemen gilt wie in allen Halbleitern, dass die Geschwindigkeit der Ladungsträger nicht beliebig dem beschleunigenden Feld folgen kann. Aus diesem Grund kommt es ab einer bestimmten kritischen Feldstärke im aktiven Bereich des Bauelements zum Sättigen der Driftgeschwindigkeit. Es entstehen zwei Bereiche. Für kleine E-Felder kann die Geschwindigkeit dem Feldstärkeanstieg folgen. Der konstante Faktor wird als Niederfeldbeweglichkeit μ_0 (für Elektronen auch μ_n , für Löcher μ_p) bezeichnet. Für hinreichend kleine Felder folgt die Geschwindigkeit proportional dem elektrischen Feld in der Form

$$v = \mu_0 \cdot E \quad (9)$$

mit der Geschwindigkeit v und dem elektrischen Feld E . Bei der Niederfeldbeweglichkeit μ_0 handelt sich um den Wert, welcher im Rahmen dieser Arbeit mittels Hall-Effekt-Messungen ermittelt wurde. Für starke elektrische Felder hingegen ist diese Proportionalität nicht mehr gegeben, man spricht von der Hochfeldbeweglichkeit, welche mit zunehmender Feldstärke sinkt. Zur Beschreibung wird das feldabhängige Driftgeschwindigkeitsmodell verwendet, welches beispielsweise in [162], [163], [164] und [165] vorgestellt und für Simulationen der Strom-Spannungs-Charakteristik verwendet wird.

Die feldabhängige Beweglichkeit wird dann angegeben als

$$\mu_{(E)} = \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\mu_0 \cdot \frac{E}{v_s}\right)^\beta\right]^{\frac{1}{\beta}}} \quad (10)$$

mit der Niederfeldbeweglichkeit μ_0 , der Sättigungsdriftgeschwindigkeit v_s sowie einer Krümmung β . Mit Hilfe der Zusammenhänge für angenommen homogene Feldverteilung im Kanal

$$I_B = \frac{Q}{t} \quad (11)$$

$$v = \frac{l_B}{t} \quad (12)$$

$$N_s = \frac{Q}{e \cdot l_B \cdot w_B} \quad (13)$$

$$E = \frac{2 \cdot |V_0|}{l_B} \quad (14)$$

mit dem Balkenstrom I_B , der Gesamtladung Q , der Balkenlänge l_B , der Schichtkonzentration N_s , der Balkenbreite w_B sowie der Push-Pull-Spannung V_0 erhält man für die Abhängigkeit des

Balkenstromes von der Spannung im feldabhängigen Driftgeschwindigkeitsmodell

$$I_B = \frac{2 \cdot e \cdot N_s \cdot \mu_0 \cdot w_B \cdot |V_0|}{l \cdot \left[1 + \left(\mu_0 \cdot \frac{2 \cdot |V_0|}{l \cdot v_s} \right)^\beta \right]^{\frac{1}{\beta}}} \quad (15)$$

Unter Annahme des vereinfachten Zusammenhangs von Gleichung (15) lässt sich das in Abbildung 29 (S. 69) dargestellte Verhalten mit Simulationssoftware nachbilden [164]. Die Sättigungsdriftgeschwindigkeit ist zudem von der Temperatur abhängig. Darauf wird im folgenden Kapitel eingegangen.

In Abbildung 30 (S. 72) sind die experimentellen Werte zum Zusammenhang zwischen den Sättigungsströmen (I_B bei $V_0 = 10$ V) und der Balkenbreite dargestellt. Für die drei verwendeten Heterosysteme ist jeweils auf logarithmisch skalierten Ordinate zu sehen, dass der Sättigungsstrom bis etwa 200 nm (ohne AlN) bzw. 300 nm (mit AlN) Balkenbreite deutlich zunimmt und dann abflacht. Die direkte Proportionalität zwischen Sättigungsstrom und Balkenbreite, wie in Gleichung (15) dargestellt, weicht damit von den experimentellen Werten ab. Es gibt also weitere Einflüsse, die ebenfalls mit der Balkenbreite skalieren. Am wahrscheinlichsten sind dabei Oberflächenladungen und Randstreuungen. Verlängert man die Trendlinien, ergibt sich eine kritische Balkenbreite d_v , für die nahezu kein Strom mehr fließt [125]. Diese kritischen Balkenbreiten sind für xx1 etwa 40 nm, für xx2 etwa 45 nm und für xx3 etwa 60 nm. Bei dieser Breite kommt es zur Verarmung des Kanals und damit zum Anstieg des Balkenwiderstands. Mit Hilfe der Verarmungsbreite d_v nach [166] kann man das Oberflächenpotential ϕ_v an den Seitenflächen mit Hilfe von Gleichung (16) bestimmen, das für die Verarmung notwendig ist.

$$\phi_v = \frac{d_v^2 \cdot e^2 \cdot N_D}{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \quad (16)$$

Dabei ist d_v die Verarmungsbreite, welche der halben Balkenbreite entspricht, da das Potential von beiden Seiten wirkt. e ist die Elementarladung, N_D die dreidimensionale Ladungsträgerdichte aus der Simulation, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und ϵ_r die Permittivität des AlGaN mit 8,8.

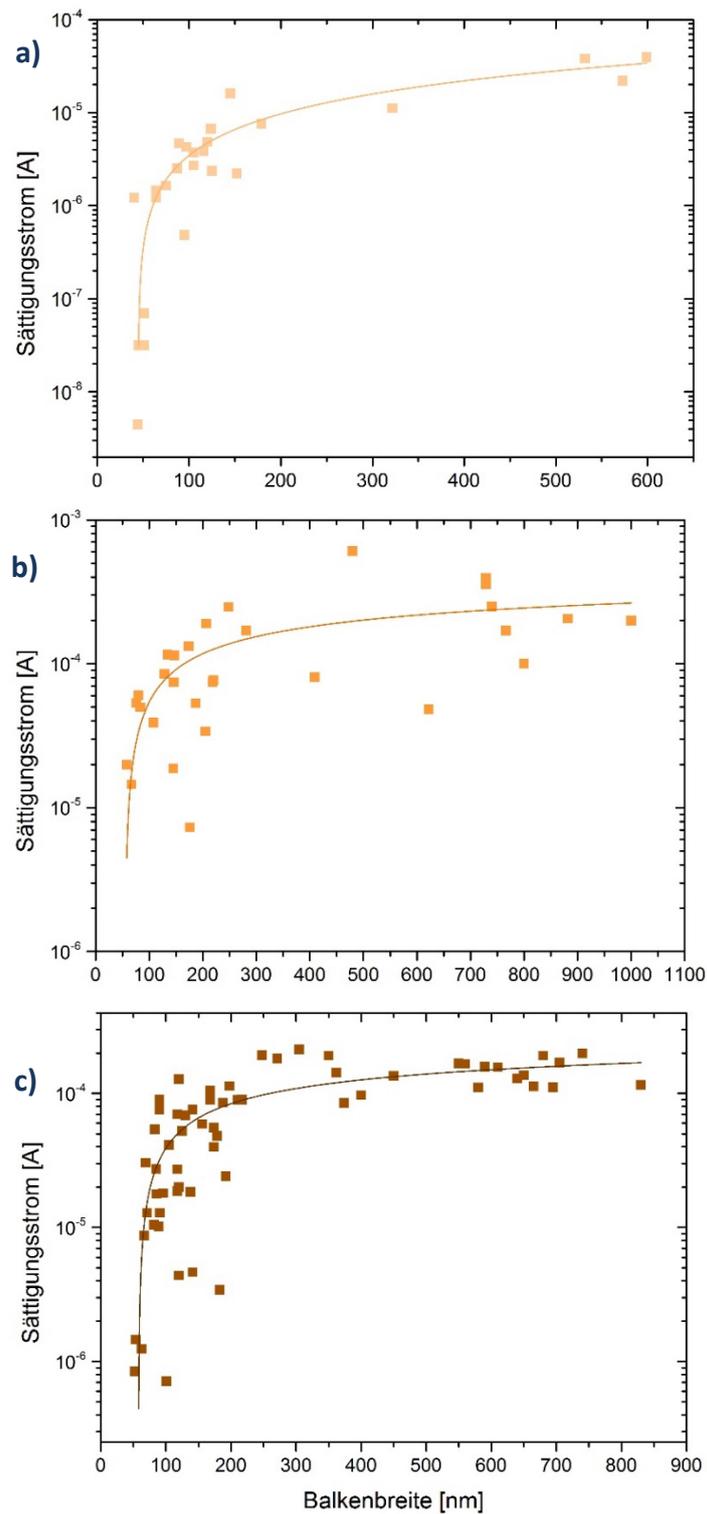


Abbildung 30: Abhängigkeiten der Balkensättigungsströme von der Balkenbreite für die drei Heterosysteme [a) 35 % Al ohne AlN-Zwischenschicht; b) 35 % Al mit AlN-Zwischenschicht; c) 20 % Al mit AlN-Zwischenschicht] sowie die Darstellung der Trends des Sättigungsverhaltens

Bestimmt man dann die Kapazität des AlGaIn-Balkens, kann man nach Gleichung (17) das oben ermittelte Oberflächenpotential in eine Ladungsdichte pro Fläche q an den Balkenseiten umrechnen.

$$q = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \phi_v}{e^2 \cdot d_v} = \frac{d_v \cdot N_D}{2} \quad (17)$$

Für die drei Heterosysteme ergibt sich dabei eine Elektronendichte auf der Seitenfläche von

$$5,30 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ für xx1,}$$

$$7,98 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ für xx2 sowie}$$

$$5,32 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ für xx3.}$$

Es handelt sich dabei aber um die Anzahl der Ladungen, die zur Verarmung nötig wären, wenn die Seitenwandfläche nur die Höhe des 2DEG hätte. Die reale Fläche entspricht jedoch in einer Dimension der Ätztiefe, welche deutlich größer ist als die Ausdehnung des Elektronengases. Da auf der gesamten Seitenfläche Ladungen deponiert sind und diese ebenfalls auf das 2DEG wirken, ist die benötigte Elektronendichte insgesamt geringer. Die angegebenen Werte können deshalb als obere Grenze betrachtet werden. *Iñiguez-de-la-Torre et al.* stellen in [53] ein Modell vor, dass das Verarmungsverhalten von TtJ-Bauelementen in Indiumgalliumarsenid durch Ladungen auf den Seitenflächen beschreibt. Sie kommen zu dem Ergebnis, dass für die Verarmung eines 2DEG mit einer Ladungsträgerdichte von $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ eine Seitenflächenladungsdichte von etwa $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ nötig ist. Die Dichte auf der Seitenfläche ist also geringer als die des zu verarmenden Gases. Dies bestätigt die Annahme, dass der oben vorgestellte Ansatz die notwendige Ladungsdichte pro Fläche überschätzt.

Da mit abnehmender Balkenbreite der Einfluss der Verarmungsrandzone auf den Gesamtstromfluss steigt, kann auch die stärkere Abhängigkeit des Balkenstroms von der Balkenbreite erklärt werden. Es kommt zur Überlagerung des Verhaltens aus dem feldabhängigen Driftgeschwindigkeitsmodell sowie der Verarmung durch die an den Seitenflächen deponierten Ladungen. Diese lassen sich durch Passivierung der Oberfläche reduzieren [55].

4.5 Temperaturabhängigkeit der Zentralkontaktspannung bei Bauelementen mit negativer Gleichrichtcharakteristik

Die Konfiguration des Keithley S4200 Dreispitzenmessplatzes ermöglicht die Einstellung der Proben temperatur zwischen 250 K und 450 K. Der Ladungsträgertransport ist temperaturabhängig. In Abbildung 31 (S. 75) ist der Verlauf der Zentralkontaktspannung für verschiedene Temperaturen aufgezeigt. Es ist zu erkennen, dass im linken Ast nahezu keine Temperaturabhängigkeit zwischen 300 K und 420 K vorliegt. Die Kurven verlaufen nahezu identisch. Einzig die Kurve bei 260 K weicht wenige zehn Millivolt nach oben ab.

Für den Verlauf von V_C für $V_0 > 0$ V kommt es bei diesem Bauelement zur Ausbildung eines lokalen Maximums von weniger als 0,5 V bei $V_0 = 0,4$ V. Daraus lässt sich ableiten, dass die temperaturabhängigen Größen wie die Ladungsträgerdichte keinen Einfluss auf das V_C -Verhalten bei negativer Gleichrichtung haben.

Wie bereits im Zusammenhang mit Gleichung (15) beschrieben, ist die Sättigungsdriftgeschwindigkeit und darüber auch der Balkenstrom temperaturabhängig. Sie folgt im feldabhängigen Driftgeschwindigkeitsmodells in [164] der Gleichung

$$v_s = A_{v_s} - B_{v_s} \cdot \left(\frac{T}{300K} \right) \quad (18)$$

A und B sind Fit-Parameter, T ist die Temperatur in K. In Abbildung 31 b) ist der Verlauf des Balkenstroms in Abhängigkeit der Push-Pull-Spannung für verschiedene Temperaturen dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Strom zunächst mit steigender Temperatur abnimmt. Ab 340 K stagniert er jedoch bei etwa $1,5 \cdot 10^{-6}$ A und nimmt nicht weiter ab. An dieser Stelle ist offenbar eine minimale Sättigungsdriftgeschwindigkeit $v_{s \min}$ erreicht, wie sie auch in [164] beschrieben wird.

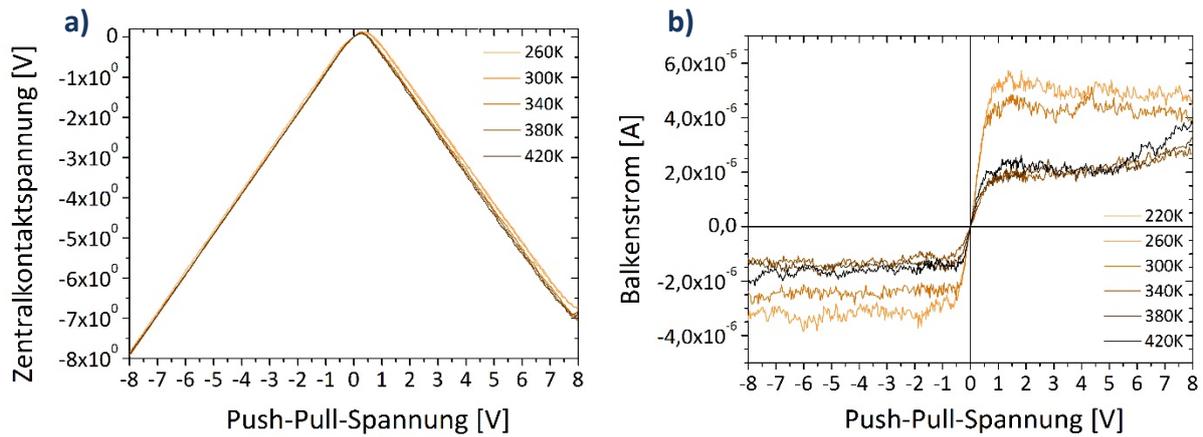


Abbildung 31: Temperaturabhängigkeit der negativen Gleichrichtung an einem TTJ-Bauelement in Y-Anordnung mit Balkenbreite 120 nm und Zentralkontaktbreite 122 nm; a) Verlauf der Zentralkontaktspannung; b) zeigt die temperaturbedingte Abnahme des Stromes (durch sinkende Sättigungsdriftgeschwindigkeit) sowie seine Sättigung (durch $v_{s \min}$)

Insgesamt lässt sich erkennen, dass der Verlauf der Zentralkontaktspannung beim negativen Gleichrichtverhalten nicht temperaturabhängig ist. Das Maximum verschiebt sich nicht und die Krümmung in diesem Punkt bleibt gleich. Beim Strom hingegen ist eine indirekte Abhängigkeit durch die Sättigungsdriftgeschwindigkeit gegeben. Wie von *Hu et al.* [164] im Kontext des feldabhängigen Driftgeschwindigkeitsmodells vorgestellt, kommt es dabei mit steigender Temperatur zum Absinken der Sättigungsdriftgeschwindigkeit, bis ein minimaler Wert $v_{s \min}$ erreicht ist. Daraus resultiert die Stagnation des Stroms bei steigenden Temperaturen ab 340 K.

KAPITEL 5

Positive Gleichrichtung der Zentralkontaktspannung an TTJ-Bauelementen in AlGa_N/Ga_N-Heterosystemen

Theorie und Experimente der *Three-terminal-junction*-Bauelemente haben sich stets mit dem negativen Gleichrichteffekt sowie dessen Anwendung als Schalter, Speicher und logisches Bauelement beschäftigt [122], [167], [168], [169], [170], [171], [172]. Einzig für ein AlGaAs/GaAs- Heterosystem wurde bei 4,2 K ein positiver Gleichrichteffekt beobachtet und als Zusammenspiel aus diffusem, quasi-ballistischem und Quantentransport beschrieben [136]. Im Gegensatz dazu zeigt diese Arbeit erstmals einen positiven Gleichrichteffekt in TTJ-Bauelementen bestimmter geometrischer Form bei Raumtemperatur und untersucht ihn systematisch.

5.1 Übergang von negativer zu positiver Gleichrichtung

Die geometrischen Parameter der TTJ-Bauelemente wurden sowohl für die T- als auch für die Y-Anordnung des aktiven Bereiches variiert. Dabei konnten für schmale Balkenbreiten im Bereich einiger zehn bis 200 nm Charakteristika beobachtet werden, die sich sehr gut mit Untersuchungen auf anderen Materialien wie Indiumgalliumarsenid [156], [157], Aluminiumindiumarsenid [158] oder Indiumarsenid/Aluminiumgalliumantimonid [160] decken. Für größere Balkenbreiten zeigte sich jedoch eine abweichende Charakteristik, hinter der eine Systematik zu erkennen war. Mit Zunahme der Breite des Balkens zwischen den Anschlüssen L und R prägte sich der Bereich der Ausgangskennlinie mit positiver Gleichrichtung deutlicher aus (vgl. Abbildung 32, S. 77).

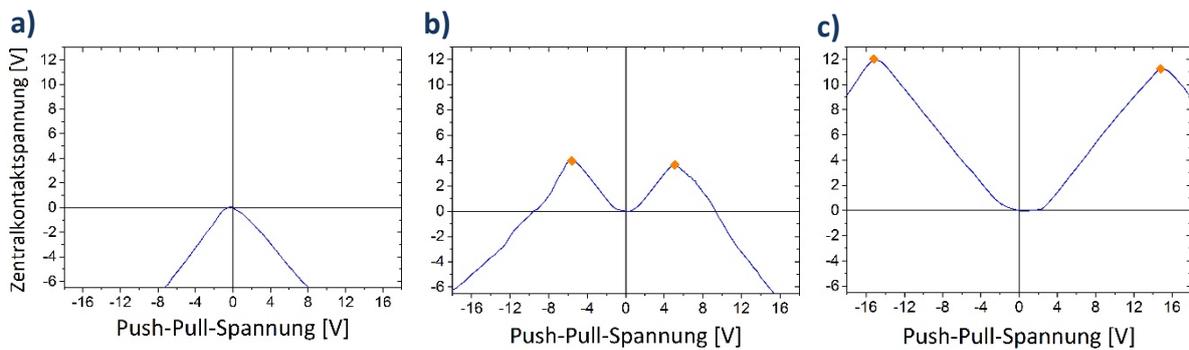


Abbildung 32: Übergang von negativem auf positiven Gleichrichteffekt in drei TTJ-Bauelementen in T-Anordnung; a) negative Gleichrichtung für einen Balken mit 58 nm Breite, b) Übergangsbereich mit Umschwung für eine Struktur mit 550 nm Balkenbreite und c) breite positive Gleichrichtung bei 690 nm; orange gekennzeichnet sind die Umkehrpunkte (lokale Maxima) der Zentralkontaktspannung

Unter rein positiver Gleichrichtung ist hier analog zur negativen Gleichrichtung zu verstehen, dass die Ausgangsspannung am Zentralkontakt V_c (unabhängig von der Polarität der Push-Pull-Spannung an den Kontakten L und R) stets positiv ist. Das heißt, das Potential der positiveren Seite wird zum mittleren Abgriff gedrückt, während der Ast, an dem die negative Spannung anliegt, hochohmig wird. In Abbildung 32 ist deutlich der Übergang von negativer auf positive Gleichrichtung in Abhängigkeit der Balkenbreite zu erkennen. Eine wesentliche Eigenschaft der Ausgangscharakteristik ist dabei, dass es nicht abrupt zu einem Übergang von stets negativen auf stets positive Werte kommt. Um eine Balkenbreite von 200-250 nm kommt es für TTJs in T-Anordnung zunächst zum leichten Überschwingen der Zentralkontaktspannung hin zu positiven Werten. Die Spannung dreht jedoch wieder in den negativen Bereich und fällt mit konstantem Anstieg. Verbreitert man den Kanal weiter, wird auch V_0 größer, bei dem es zum Umschwung kommt. Man kann eine rein positive und rein negative Gleichrichtung etwa als Dreiecke bezeichnen, deren Spitzen nach unten bzw. oben zeigen. Der Übergang für einige hundert Nanometer breite Strukturen lässt sich als M beschreiben, wobei die Zentralkontaktspannung auf beiden Seiten der 0 V zunächst steigen und dann oberhalb einer kritischen Spannung V_0 ($V_{c,max}$) wieder fallen. In Abbildung 32 b) und c) ist zu sehen, dass dieser Umkehrpunkt (orange) sich etwa auf der Diagonalen für $V_c = V_0$ nach außen verschiebt. Eine genaue Abhängigkeit wird im folgenden Kapitel untersucht. Daraus lässt sich folgern, dass die Charakteristik eine Überlagerung aus zwei Effekten sein muss. Die M-Form der

Zentralkontaktspannung kann man als Überlagerung der beiden Dreiecke der rein positiven und rein negativen Gleichrichtung modellieren. Während die negative Gleichrichtcharakteristik bereits mit Hilfe verschiedener Theorien wie Ballistik, Intervalley-Scattering (vgl. Kapitel 4.1) oder auch Feldeffekten (vgl. Kapitel 6.3) erklärt wurden, wurde die positive Gleichrichtung bei Raumtemperatur in dieser Form im Rahmen dieser Arbeit erstmalig beobachtet und untersucht. Zwar zeigen *Mateos et al.* [157] selbst Messungen mit Ausprägung eines kleinen Maximums, jedoch wurden diese nicht in Push-Pull-Konfiguration gemessen und die Werte durch nachträgliche Verschiebung angepasst. Abweichungen vom rein negativen Gleichrichtverhalten wurden durch Asymmetrien der Geometrie [173] erklärt.

Aus diesem Grund war es nötig, ein Interpretationsmodell zu erarbeiten. Dazu wurden neben den experimentellen Strukturen auch Simulationen durchgeführt. Am Fachgebiet Festkörperelektronik wurden durch Dr. R. Granzner unter Verwendung von zweidimensionalen ATLAS Drift-Diffusions-Simulationen die Balkenstrukturen der Dreikontaktbauelemente nachgestellt. Diese Art der Untersuchung berücksichtigt explizit keine ballistischen Effekte. Als Material wurde dotiertes Galliumnitrid verwendet. Die angenommene Beweglichkeit entspricht der gemessenen für Elektronen im Heterosystem mit 20 % Al und ohne AlN-Zwischenschicht (vgl. Tabelle 5, S. 56). Die Form der Balkenstruktur und die Aufteilung der dotierten Gebiete ist in Abbildung 33 darstellt. Der Abstand zwischen den Kontakten beträgt $1\ \mu\text{m}$, welcher sich auf $800\ \text{nm}$ L_{n+} und zweimal $100\ \text{nm}$ L_n aufteilt. Die Balkenbreite w_B ist konstant auf $100\ \text{nm}$ definiert.

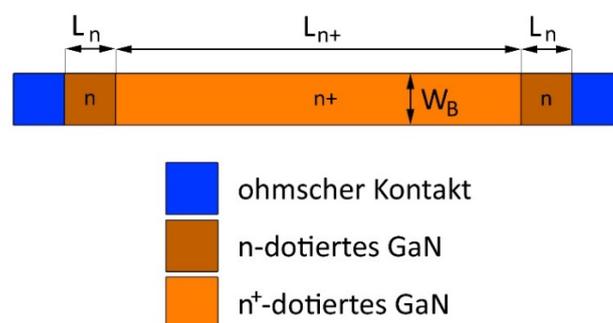


Abbildung 33: Schematische Darstellung der simulierten GaN-Balkenstruktur mit n/n⁺/n-Übergang

Simuliert wurde die Push-Pull-Messkonfiguration, wobei das Potential in der Mitte des Kanals die Ausgangsgröße bildet. Abbildung 34 stellt die Ergebnisse der zweidimensionalen ATALS Simulation dar.

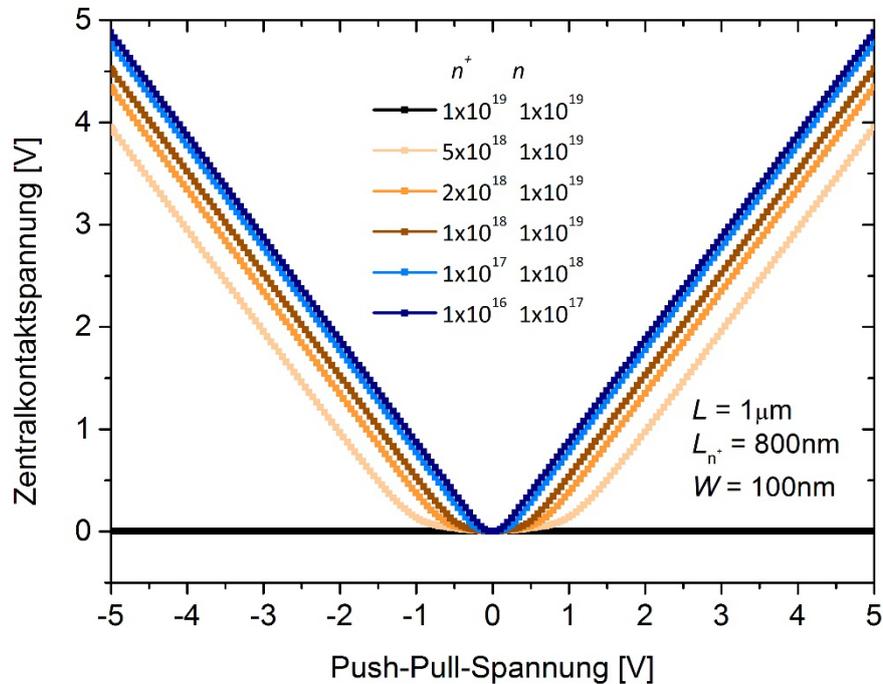


Abbildung 34: Mit ATLAS 2D simulierter Verlauf der Zentralkontaktspannung in Abhängigkeit der Push-Pull-Spannung an einem Balken mit unterschiedlicher $n/n^+/n$ -Dotierung. Für konstante Dotierung im gesamten Balken (schwarz) ergibt sich ein ohmsches Verhalten mit stets 0 V Ausgangsspannung. Es kommt zur Zunahme der Kurvenkrümmung um $V_0 = 0$ V bei steigender Ladungsträgerdichtedifferenz (orange). Bei konstantem Unterschied der Ladungsträgerdichte von einer Größenordnung bewirkt eine Verringerung der Gesamtladungsträgerdichte in allen Bereichen ebenfalls eine Zunahme der Krümmung (braun und blau).

Zu sehen sind die Verläufe der Zentralkontaktspannung V_c über der Push-Pull-Spannung V_0 . Der erzeugte $n/n^+/n$ -Übergang ist vergleichbar mit einem pnp-Transistor oder auch zwei gegeneinander gerichteten Dioden (vgl. Ersatzschaltbild, Abbildung 24, S. 60). Die Simulationen zeigen jedoch, dass der Unterschied der Elektronendichte von weniger als einer Größenordnung bereits ausreicht, um einen positiven Gleichrichteffekt zu erzeugen.

Geht man von ohmschem Verhalten aus, müsste die Mitte eines Balkens jederzeit auf dem Potential 0 V liegen, da dies dem Mittelwert der beiden angelegten Spannungen entspricht. Die schwarze Kurve in Abbildung 34 (S. 79) entspricht exakt diesem Verhalten. Sie zeigt den Spannungsverlauf für eine Elektronenkonzentration von 10^{19} cm^{-3} im gesamten Balken, das heißt sowohl im n- als auch im n⁺-Gebiet. Es kommt nicht zur Ausprägung eines Gleichrichteffekts. Reduziert man die Konzentration der Elektronen in Kontaktnähe, kommt es sehr schnell zur Ausprägung eines Zentralpotentials $> 0 \text{ V}$. Die hellorangene Kurve in Abbildung 34 hat bei einem Unterschied von $\Delta n = 50 \%$ eine geringe Krümmung, nähert sich jedoch ab etwa 1,5 V dem Anstieg $\Delta V_c / \Delta V_0 = 1$. Erhöht man die Differenz der Ladungsträgerkonzentration weiter, erfolgt dieser Übergang zum linearen Bereich bereits bei kleineren Push-Pull-Spannungen. Die Krümmung im parabolischen Bereich der Kurve nimmt zu (orangene Kurven). Darüber hinaus ist der Verlauf des zentralen Potentials auch von der absoluten Ladungsträgerdichte abhängig. Die zwei blauen Kurven zeigen zusammen mit der dunkelorange den Verlaufsunterschied bei konstantem $\Delta n = 90 \%$ und einem n von 10^{17} cm^{-3} , 10^{18} cm^{-3} und 10^{19} cm^{-3} . Die Krümmung der Kurve ist für kleine n größer. Mit zunehmender Ladungsträgerkonzentration wird also der parabolische Bereich der Kurve breiter. Damit wird die angelegte Push-Pull-Spannung V_0 , bei der es zum Übergang in den linearen Bereich kommt, größer.

Basierend auf diesen Erkenntnissen wurde auch der Umkehrfall der n⁺/n/n⁺-Dotierung simuliert, um eine potentielle negative Gleichrichtung dieser Art zu untersuchen. Abbildung 35 (S. 81) zeigt fünf Kurven für die Zentralkontaktspannung in Abhängigkeit der Push-Pull-Spannung. Die blauen Kurven entsprechen dabei den n/n⁺/n-Übergängen, welche oben diskutiert wurden. Die schwarze Kurve zeigt den V_c -Verlauf bei homogener Dotierung. Die orangenen Kurven zeigen hingegen das Verhalten von zwei n⁺/n/n⁺-Übergängen. Es ist zu erkennen, dass es tatsächlich zur Ausprägung einer negativen Gleichrichtcharakteristik des Zentralkontaktpotentials kommt. Jedoch ist die Ausprägung (und damit die Krümmung) deutlich geringer als beim positiven Gleichrichteffekt. Auch bei zwei Größenordnungen Unterschied ($\Delta n = 99 \%$) ist der Übergang in den linearen Bereich sehr flach. Man kann von einer Plateaubildung sprechen. Daraus lässt sich folgern, dass die oft beobachtete und für viele Systeme gezeigte negative Gleichrichtung nicht auf einem n⁺/n/n⁺-Übergang im Balken zurückzuführen ist und damit nicht ohne zusätzliche Effekte (Intervalley-Scattering,

Oberflächenladungen, Feldeffekte) erklärt werden kann. Dies passt in das hier vorgestellte Bild der Überlagerung zweier Effekte zur M-Charakteristik der „breiten“ Balken der Gleichrichtbauelemente.

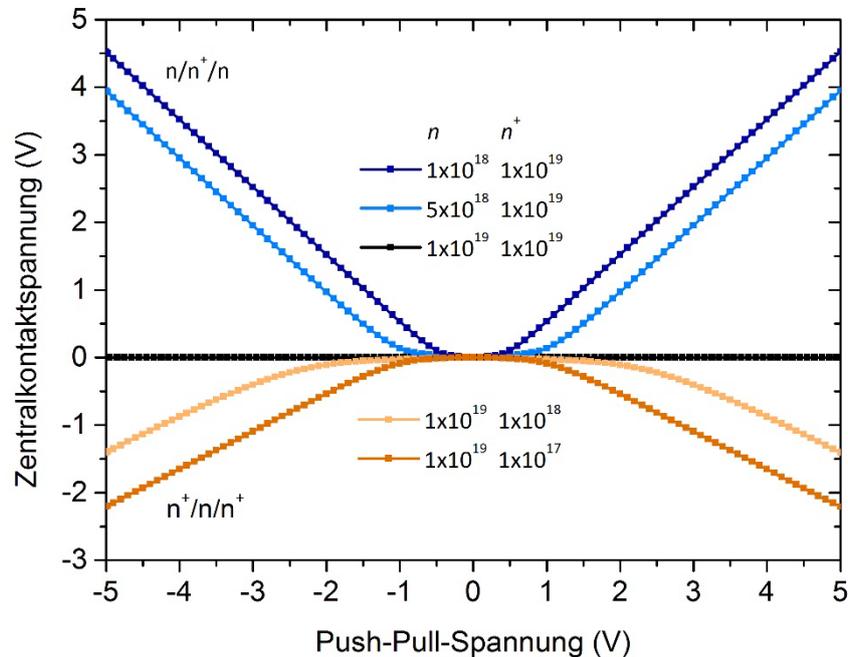


Abbildung 35: Mit ATLAS 2D simulierter Verlauf des zentralen Potentials eines Balkens mit $n/n^+/n^-$ - und $n^+/n/n^+$ -Dotierung

5.2 Bauelementeeigenschaften in Abhängigkeit der Geometrie

Während der Untersuchung der negativen Gleichrichtbauelemente konnte zum einen eine geometrische Abhängigkeit ihrer Funktion festgestellt werden. Zum anderen zeigte sich, dass durch Änderung der Balkenbreite ein allmählicher Übergang in die positive Gleichrichtung stattfindet. Aus diesem Grund wurden auch die TTJs mit positiver Zentralkontaktspannung (bzw. mit Umschwung) systematisch untersucht. Auch für breiter werdende Balken herrscht zunächst ein grundlegend negativer Charakter vor. In einem Übergangsbereich, der um etwa 200 nm liegt, kommt es dann zur Ausprägung kleiner Überschwünge, es bildet sich sowohl für

positive als auch für negative Push-Pull-Spannung ein lokales Maximum aus. Diese Maxima verschieben sich für zunehmende Balkenbreite hin zu größeren V_0 und V_c . In Abbildung 36 sind diese für eine Vielzahl von breiten TTJ-Strukturen in T- und Y-Konfiguration dargestellt. Die Menge der Maxima bildet die Zentralspannungskurve nach. Für das Heterosystem mit 35 % Al im AlGaN und mit AlN-Zwischenschicht an der AlGaN/GaN-Grenzfläche (xx2) konnten die höchsten V_c der Umkehrpunkte erreicht werden. In Abbildung 36 ist ebenfalls der Unterschied zwischen der Y- und der T-Konfiguration zu sehen. Die meisten Betrachtungen beziehen sich hier auf T-Strukturen. Nur auf dem 20%-Al-Heterosystem ohne AlN-Zwischenschicht (xx3) ist es gelungen, Y-Strukturen herzustellen, die eine positive Gleichrichtcharakteristik zeigen. Ihre Maxima überstiegen jedoch nie $V_c = 4$ V (vgl. Abbildung 36, blau).

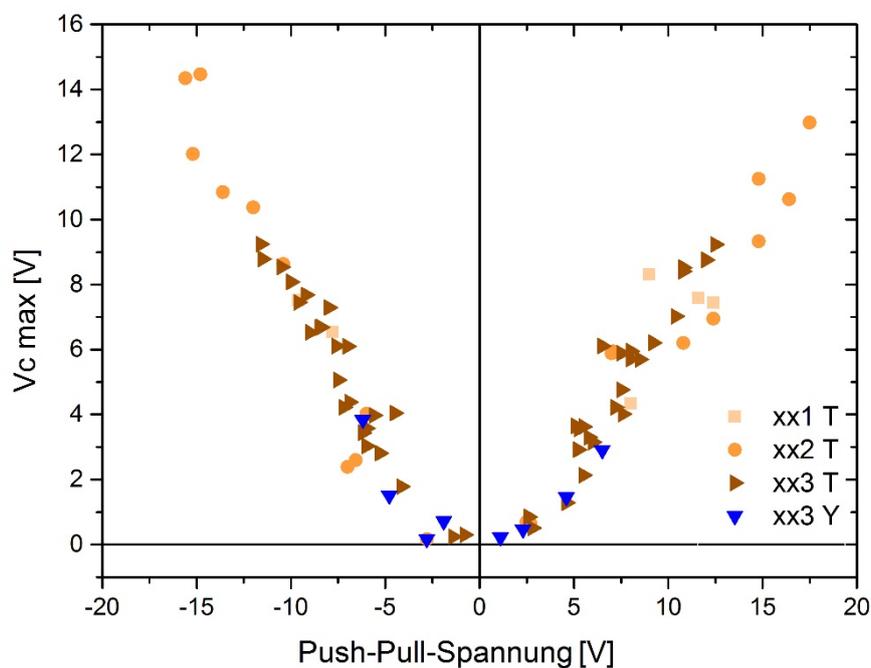


Abbildung 36: Festgestellte Umkehrpunkte der untersuchten TTJ-Bauelemente in T- und Y-Anordnung; Jeder Punkt auf der positiven Charakteristik ist durch die Geometrie einstellbar.

Abbildung 36 zeigt zunächst nur, welche Punkte als Maxima eingestellt werden können. Abbildung 37 (S. 84) stellt deshalb mit Hilfe einer Farbskalierung die elektrischen Parameter in Abhängigkeit der Breite des Zentralkontakts und des Balkens zwischen L und R gegenüber. Es ist deutlich zu sehen, dass rein negative Gleichrichtung nur für Balken in T-Strukturen auftritt, deren Breite unter/um 200 nm liegt. In diesem Bereich beginnt zunächst ein

einseitiges Überschwingen in der Nähe von $V_0 = 0$ V. Diese Strukturen sind in der Legende mit negativ bezeichnet. Erst wenn beide Äste über $V_c = 0$ V gehen, sind sie als positiv gekennzeichnet.

Aufgrund leichter geometrischer Asymmetrien entspricht $V_{c \max} (+V_0)$ nicht immer exakt $V_{c \max} (-V_0)$. Aus diesem Grund wurde für jede Struktur ein Mittelwert der beiden V_0 bei $V_{c \max}$ gebildet und in einer diskreten Skala in 3 V Schritten notiert. Diese ist als Legende von Abbildung 37 (S. 84) zu sehen. Dabei entspricht ein dunklerer Orangeton einem größeren V_0 -Bereich. Zunächst werden nur die T-Strukturen betrachtet, die Einordnung der Y-Bauelemente erfolgt später in Abbildung 38 (S. 85).

Im Allgemeinen ist zu erkennen, dass um 200 nm zunächst geringe Maxima festzustellen sind. Bei dieser Balkenbreite kommt es bei einer Push-Pull-Spannung von unter 3 V zum Umschwung und damit wieder zur negativen Gleichrichtung. Bis 500 nm erhöhen sich diese Breiten dann in den Bereich bis 6 V. Darüber hinaus treten anschließend die Gruppen bis 12 V, 15 V und 18 V häufig auf, wobei die höchsten V_0 in Verbindung mit den höchsten $V_{c \max}$ für das Heterosystem xx2 vorkommen (vgl. Abbildung 36, S. 82). Bei diesem liegt $V_0 (V_{c \max})$ bei etwa 760 nm sogar über 18 V und nähert sich damit stark der Grenze des Messbereichs. Insbesondere für das Heterosystem xx3 mit 20 % Aluminiumgehalt und mit AlN-Zwischenschicht ist der weite Bereich der positiven Gleichrichtung zu sehen. Bereits unter 200 nm kommt es zum Auftreten schmaler M-Charakteristika. Das Heterosystem liefert jedoch auch bis zur maximal untersuchten Balkenbreite von über 800 nm keine vollständige positive Gleichrichtung, es kommt immer noch zur Ausprägung eines Umkehrpunkts im Bereich von etwa 12 V.

Es ist zu sehen, dass der Wechsel zwischen positiver und negativer Gleichrichtung in erster Linie von der Balkenbreite zwischen den Kontakten L und R abhängt (Abszisse). Negative Charakteristik zeigt sich entlang der Ordinate (Zentralkontaktbreite) im selben Größenbereich wie die Balkenbreite. Positive Gleichrichtung tritt hingegen für nahezu alle Zentralkontaktbreiten von einigen Nanometern bis 700 nm auf. Eine Abhängigkeit scheint daher nicht gegeben.

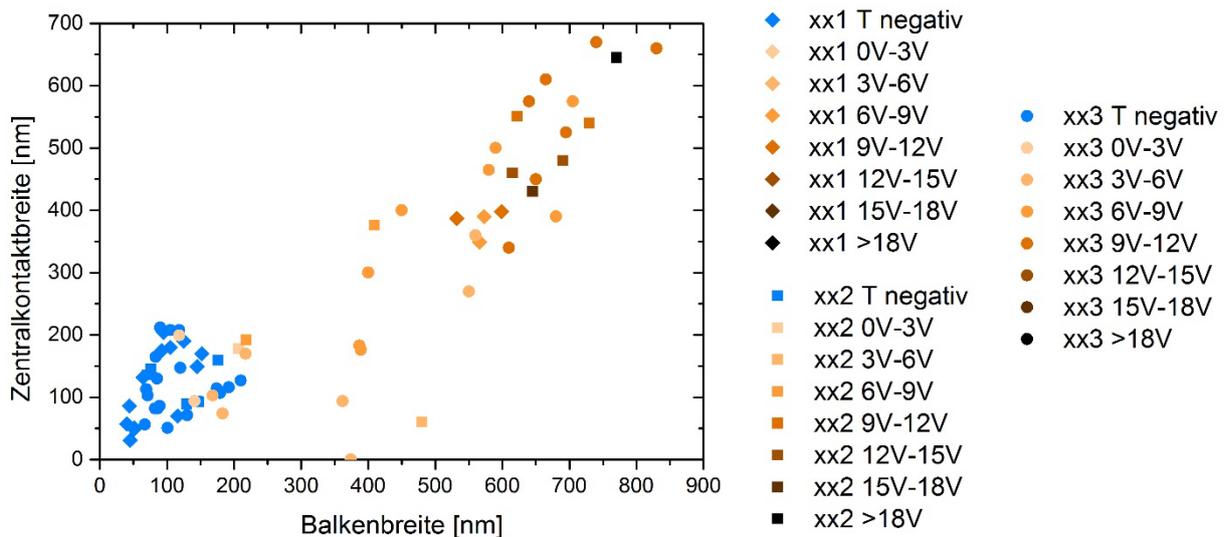


Abbildung 37: Charakteristika der Umkehrpunkte für T-Gleichrichtbauelemente; Übergang von negativer zu positiver Gleichrichtung in Abhängigkeit der Balkenbreite um 200 nm; keine rein negative Gleichrichtung (blau) darüber; Für positive Gleichrichtung beginnt um 200 nm die Ausprägung des Überschwingens bei kleinen Spannungen unter 3 V (hellster Orangeton) und wandert für breite Strukturen hin zu größeren Spannungsbereichen bis über 18 V (dunkles braun).

Anders verhält es sich für TTJ-Bauelemente in Y-Konfiguration. Abbildung 38 (S. 85) zeigt für diese eine analoge Darstellung der Gleichrichtcharakteristika. Die Unterschiede zwischen den Breiten von Zentralkontakt zum Balken sind geringer, weswegen die Ergebnisse zum größten Teil auf einer Geraden liegen. Zu sehen ist dabei, dass auf allen Heterosystemen über die Grenze von 200 nm hinaus rein negative Gleichrichtung beobachtet werden kann. Bei 35 % Aluminium im AlGaN und ohne eine Aluminiumnitrid-Zwischenschicht zeigt sich auch über 320 nm Balkenbreite noch eine negative Charakteristik. Einzig auf dem Heterosystem mit 20 % Al und mit AlN-Zwischenschicht tritt ein positiver Gleichrichteffekt auf. Bei rund 200 nm war dieser nur sehr schwach ausgeprägt ($V_{c \max} = 0,7 \text{ V}$) und er überstieg auch für 350 nm und 400 nm nicht 3,9 V. Über 400 nm Balkenbreite hinaus zeigten Y-Strukturen allgemein keine ausgeprägte, symmetrische Gleichrichtcharakteristik mehr (weder negativ noch positiv).

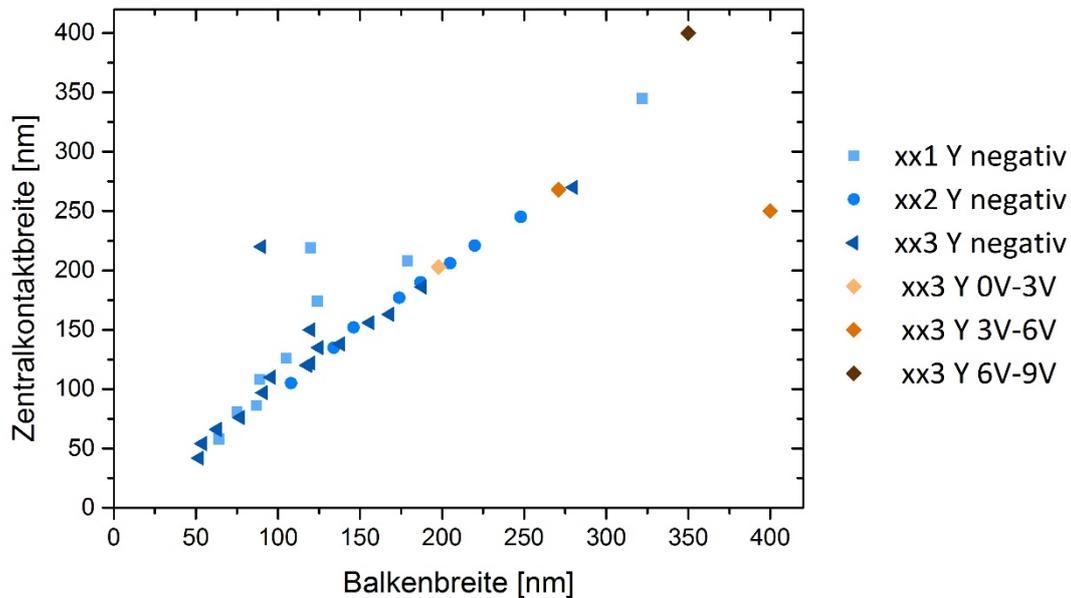


Abbildung 38: Charakteristika der Umkehrpunkte für Gleichrichtbauelemente in Y-Anordnung. Im Gegensatz zur T-Struktur gibt es bis über 300 nm hinaus noch rein negative Gleichrichtung. Sie tritt auf allen Heterosystemkonfigurationen auf. Die positive Gleichrichtung hingegen wurde nur auf xx3 mit 20 % Al und mit AlN-Zwischenschicht beobachtet.

In Kapitel 4.4 wurde untersucht, inwieweit sich über die Geometrie die Krümmung der Zentralkontaktspannung im Bereich $V_0 = 0$ V steuern lässt. Es wurde gezeigt, dass der parabelförmige Anteil mit abnehmender Balkenbreite schmaler wird und die Strukturen damit schneller in den linearen Teil übergehen. In Abbildung 32 b) und c) (S. 77) ist zu erkennen, dass auch positiv gleichgerichtete Zentralkontaktspannungen einen parabelförmigen Anteil haben und dann erst in einen Bereich mit konstantem Anstieg übergehen. Interessant ist deshalb, ob auch dieser Übergang von der Balkenbreite abhängt. Abbildung 39 (S. 86) ist die Erweiterung der Krümmungsuntersuchung aus Abbildung 28 (S. 68). Für alle drei verwendeten Heterosysteme sind zusätzlich zu den Daten aus Abbildung 28 die Resultate für die positiv gleichrichtenden Bauelemente eingezeichnet. Das Vorzeichen der Krümmung gibt direkt Aufschluss über positive (+ B2) oder negative (- B2) Gleichrichtung.

In Abbildung 39 ist oberhalb der Nulllinie die Verteilung der positiven Krümmungen zu erkennen. Dabei sieht man, dass das Heterosystem xx3 mit 20 % Aluminium und mit AlN-

Zwischenschicht den größten Bereich abdeckt. Bereits unter 150 nm tritt erstes Überschwingen der Zentralkontaktspannung und damit für einen kleinen V_0 -Bereich positive Gleichrichtung auf. Die Verbreitung dieses Bereiches wurde oben bereits erläutert. Dennoch bleibt der parabolische Anteil nahezu konstant. Die Krümmung B2 bleibt bis etwa 750 nm ungefähr auf einem Wert um 0,2 und damit die Parabeln deutlich gestaucht. Auch die positiv gleichrichtenden Y-Strukturen gliedern sich um diesen Wert ein. Erst über 800 nm Balkenbreite konnte eine höhere Krümmung (und damit der Übergang zum linearen Gleichrichtregime bei kleineren V_0) beobachtet werden. Die beiden anderen Heterosysteme gliedern sich gut in dieses Bild ein. Auch sie halten im untersuchten Breitenbereich einen Wert um 0,2. Das Materialsystem xx2 mit 35 % Al und mit AlN-Zwischenschicht zeigt jedoch im Bereich 600 nm bis 900 nm Balkenbreite mehrere Kurven mit stärkerer Krümmung.

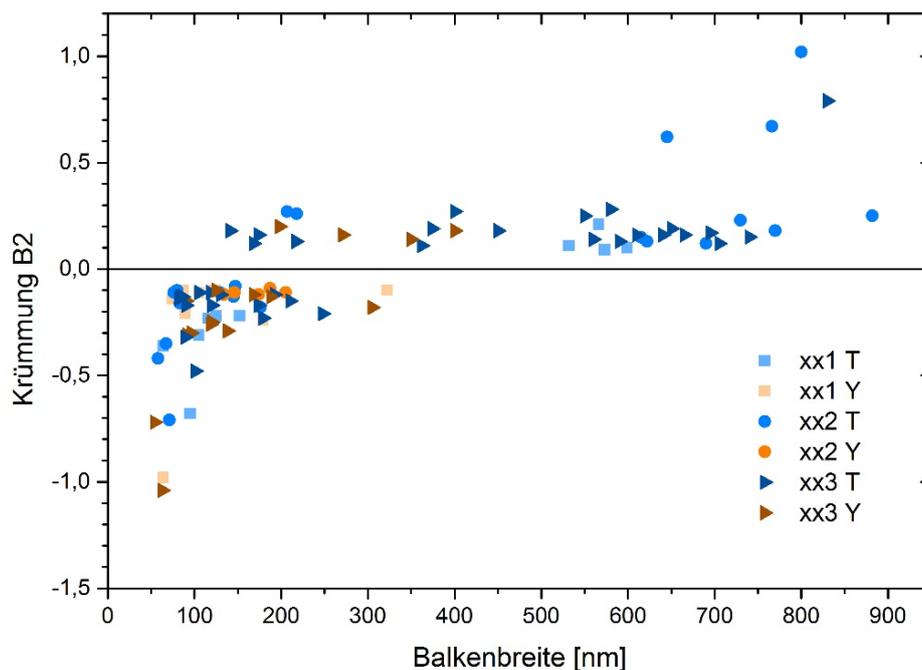


Abbildung 39: Darstellung der Krümmungen für negative und positive Gleichrichteffekte. Während negative Gleichrichtung für schmale Balkenbreiten zu stärkeren Krümmungen der Parabel tendiert, bleibt die Krümmung Zentralkontaktspannung um den Nullpunkt für einen weiten Bereich nahezu konstant um 0,2. Erst bei Annäherung an 1 μ m Balkenbreite nimmt die Krümmung zu.

Dies lässt die Vermutung zu, dass ab dieser Größenordnung allgemein der oben simulierte und beschriebene Effekte des $n/n^+/n$ -Übergangs im Kanal besonders stark wird. Man kann sich das so vorstellen, dass es entweder

- I) in der Nähe der ohmschen Kontakte zu einer Verarmung kommt wie in [174] beschrieben und/oder
- II) durch die Aufweitung des Kanals in der Mitte zu einer inhomogenen Verteilung der Ladungsträgerdichte kommt, da die Einschnürung von Halbleiten zur Verbreiterung der Bandlücke [175] und damit zur Erhöhung der Ladungsträgerdichte im 2DEG führen kann.

Insgesamt zeigt sich, dass sich die Messungen sehr gut mit den simulierten $n/n^+/n$ -Übergängen decken. Die mit ATLAS simulierte Balkenstruktur zeigte eine Gleichrichtcharakteristik des Potentials in der Mitte des Balkens. Dies entspricht der gemessenen positiven Zentralkontaktspannung. Mit Hilfe der Simulation wird die Abhängigkeit von der Gesamtladungsträgerdichte im Balken sowie des Unterschieds der Elektronendichte zwischen n - und n^+ -Gebiet gezeigt. Der $n/n^+/n$ -Verlauf lässt sich zum einen durch eine Verarmung am Kontakt erklären, die Geometrieabhängigkeit der gemessenen Zentralkontaktspannungen zeigt aber den Einfluss der Balkenbreite auf die Ladungsträgerdichte durch Vergrößern der Bandlücke. Verstärkt wird der Effekt durch die oben beschriebenen Oberflächenladungen. Deren Einfluss wird bei schmalen Strukturen größer, was zu einer zusätzlichen Verarmung im gesamten Balken führen kann.

5.3 Temperaturabhängigkeit der Zentralkontaktspannung bei Bauelementen mit positiver Gleichrichtcharakteristik

Die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Zentralkontaktspannung und Temperatur für negative Gleichrichtcharakteristiken hat gezeigt, dass der Verlauf des linearen Bereiches nahezu nicht beeinflusst wird. In Abbildung 40 (S. 88) ist der Kurvenausschnitt für $V_0 < 0$ V

eines positiv gleichrichtenden Bauelements dargestellt. Es ist zu erkennen, dass auch hier zunächst alle Kurven im linearen Bereich der Gleichrichtung identisch verlaufen und keine Temperaturabhängigkeit zeigen.

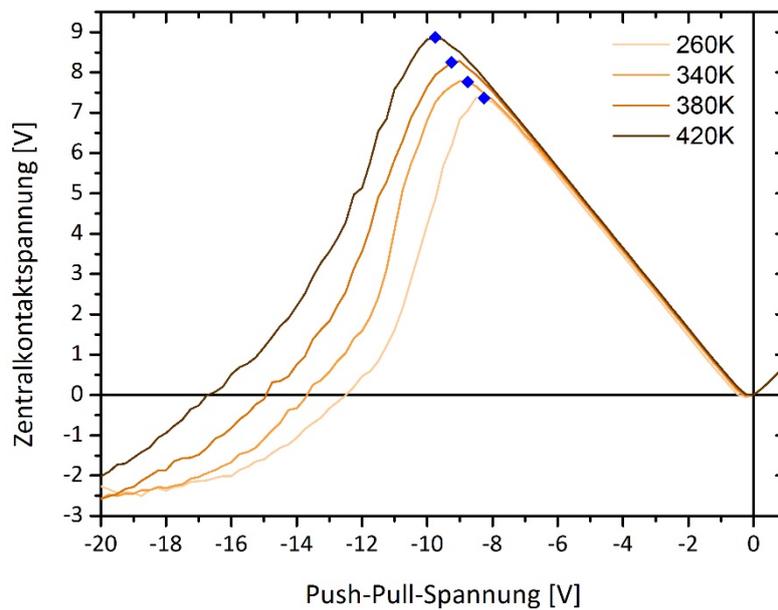


Abbildung 40: Abhängigkeit der Zentralkontaktspannung von der Push-Pull-Spannung für verschiedene Temperaturen. Im linearen Bereich des Anstiegs ist kein Zusammenhang zwischen T und V_c zu erkennen, die Kurven laufen nahezu identisch. Allerdings verändern sich mit der Temperatur die Lage des Umkehrpunktes und der Verlauf oberhalb von V_0 ($V_{c\max}$) - Kurven symmetrisch zur Ordinate

Erhöht man den Betrag der Push-Pull-Spannung jedoch weiter bis zum Bereich des Maximums von V_c , so ist ein Unterschied in der Position dieses Umkehrpunktes (blau eingezeichnet) festzustellen. Mit Erhöhung der Temperatur steigt V_0 ($V_{c\max}$) des linearen Bereichs. Dies hat zur Folge, dass der Umschwung, bei dem der positive Gleichrichteffekt seinen maßgeblichen Einfluss verliert, erst bei höheren Push-Pull-Spannungen eintritt. Damit einher geht in diesem Punkt für höhere Temperaturen auch ein höheres Maximum der Zentralkontaktspannung. Nimmt man die Werte V_0 für $V_{c\max}$ und trägt diese über der Temperatur ab, so erhält man eine nichtlineare Abhängigkeit zwischen beiden Größen (vgl. Abbildung 41, S. 89).

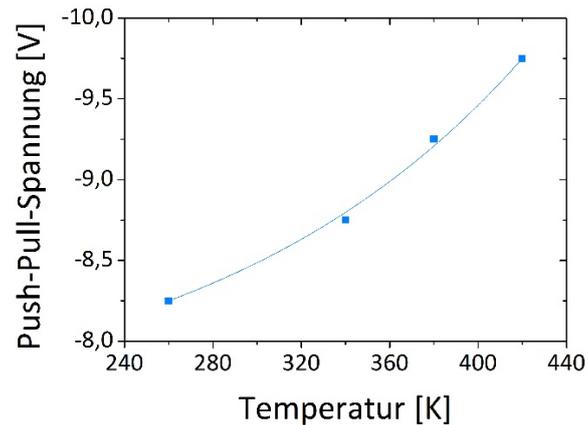


Abbildung 41: Abhängigkeit der Push-Pull-Spannung V_0 , bei der der Umkehrpunkt mit $V_{c \max}$ liegt, von der Temperatur.

Der Verlauf dieser Temperaturabhängigkeit der positiven Gleichrichtung deckt sich sehr gut mit dem oben vorgestellten Modell der inhomogenen Ladungsträgerkonzentration. Geht man davon aus, dass V_0 ($V_{c \max}$) von der Ladungsträgerkonzentration abhängt, würde diese auch hier durch thermische Beeinflussung der Konzentration gesteuert. Der Umkehrpunkt würde damit direkt von einer kritischen Ladungsträgerkonzentration bestimmt. Für $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}/\text{GaN}$ wurde untersucht [176], wie Ladungsträgerdichte und -beweglichkeit auf Temperaturänderungen reagieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Strukturen auf dem $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterosystem xx3 bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Dies lässt ähnliche Eigenschaften wie in [176] annehmen. Es wird berichtet, dass es in dotiertem GaN und in 2DEG an AlGaN/GaN -Grenzflächen mit steigender Temperatur zu einem überproportionalen Anstieg der Ladungsträgerdichte bei gleichzeitiger Verringerung der Beweglichkeit zwischen 300 K und 650 K kommt. Temperaturen unter 0 °C wurden in [176] nicht untersucht.

KAPITEL 6

Weitere elektronengasbasierte Bauelementetypen in AlGaN/GaN-Heterosystemen

Der in Kapitel 3.3 vorgestellte technologische Prozess ermöglicht neben der Herstellung von TTJ-Bauelementen eine Vielzahl weiterer Konfigurationen durch Strukturierung des zweidimensionalen Ladungsträgergases. Im Folgenden werden einige dieser Möglichkeiten dargestellt. Dabei wird gezeigt, wie neben dem bereits erörterten Gleichrichtverhalten auch eine diodenähnliche Charakteristik in einem Zweikontaktbauelement und eine Transistorwirkung mit lateraler Seitengate-Steuerung im vorgestellten Material erzeugt werden können. Außerdem wird ein weiteres Dreikontaktbauelement demonstriert, dessen Geometrie so modifiziert wurde, dass die Art des Elektronentransports für seine Funktion irrelevant wird. Dennoch kann durch den Feldeffekt ein negatives Gleichrichtverhalten erzeugt werden. Man spricht dabei vom Self-Gating Effekt.

6.1 Ballistisch induzierte Gleichrichtung in geometrischen Dioden

Dass die Brechung der Bauelementsymmetrie für eine Vielzahl von elektrischen Effekten bestimmend ist, ist seit langer Zeit bekannt. Darauf basierend werden seit mehr als 10 Jahren Bauelemente untersucht, die die ballistische Natur von Transportvorgängen ausnutzen, um mit Hilfe geometrischer Asymmetrien funktionelle elektronische Bauelemente zu realisieren [177]. Als eines der einfachsten Halbleiterbauelemente gilt die Diode als Zweikontaktbauelement. Sie wird üblicherweise durch Dotierungen oder Materialübergänge erzeugt. Darüber hinaus wurde von zwei Gruppen die Realisierung von so genannten geometrischen Dioden beschrieben [178], [179]. Diese nutzen ballistische Transportvorgänge aus, um dem

Stromfluss eine Vorzugsrichtung zu geben. Im Gegensatz zum klassischen Aufbau einer Diode ermöglicht dies die Realisierung in neuartigen zweidimensionalen Materialien wie Graphen aber auch in Heterosystemen wie dem hier vorgestellten AlGaN/GaN-System mit zweidimensionalem Elektronengas.

Das Prinzip der geometrischen Diode beruht auf dem stumpfwinkligen Streuen von Ladungsträgern entlang einer schrägen Kante bzw. dem Blocken der Bewegung bei spitzwinkligem Auftreffen. Abbildung 42 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Bauelements sowie die Bahnen der Elektronen bei Beschleunigung durch angelegte Spannungen. Grundlegend für die Funktion sind der Öffnungswinkel und die Breite des Berührungspunktes. In [180] wird dies durch ein analytisches Modell untersucht und die Transmissionswahrscheinlichkeit sowie der resultierende Strom winkelabhängig berechnet. Die Funktion des Bauelements basiert auf dem Transport der Majoritätsladungsträger. Eine Umladung oder ein Abbau einer Raumladungszone ist beim Schaltvorgang nicht notwendig. Daher eignet sich diese Bauelementeklasse für hohe Grenzfrequenzen bis in den THz-Bereich.

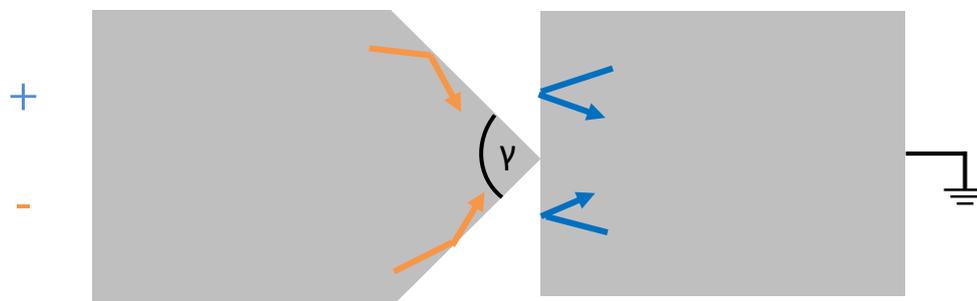


Abbildung 42: Schematische Darstellung einer geometrischen Diode mit Öffnungswinkel γ sowie der Trajektorien der Elektronen bei angelegter Spannung in positiver (blau) bzw. negativer (orange) Polarität; rechter Kontakt auf Masse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden in den Heterosystemen mit 35 % Aluminium im Aluminiumgalliumnitrid solche geometrischen Dioden hergestellt. Dabei wurden die beiden wesentlichen Parameter Öffnungswinkel γ (15 °, 30 °, 60 °, 90 °) und Berührungspunktbreite variiert. Um die Eintrittsfläche der Elektronen am linken Kontakt konstant zu halten, verändert

sich mit dem Winkel die Länge der Diode. In Abbildung 43 sind Rasterelektronenmikroskopieaufnahmen der hergestellten geometrischen Dioden mit verschiedenen Öffnungswinkeln sowie ein vergrößerter Ausschnitt des Berührungspunktes zu sehen.

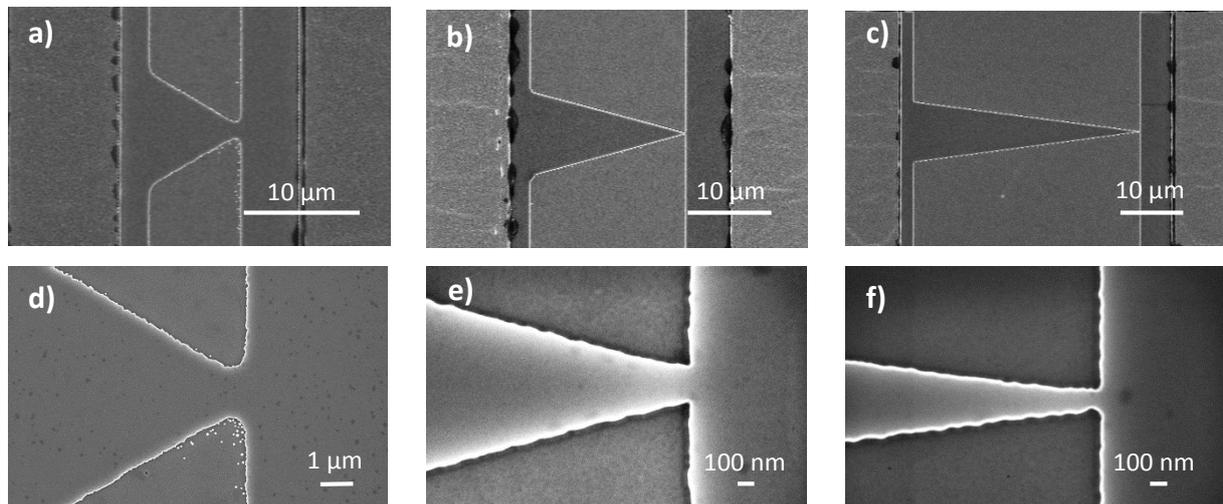


Abbildung 43: REM-Aufnahmen von geometrischen Dioden mit Öffnungswinkeln γ von a) + d) 60° mit $1,5 \mu\text{m}$ breitem Berührungspunkt, b) + e) 30° mit 217 nm sowie c) + f) 15° mit 101 nm ; hergestellt im Materialsystem mit $35\% \text{ Al}$ und ohne AlN -Zwischenschicht

Zur Messung der Gleichrichteigenschaften wurde das Potential des rechten Kontakts auf 0 V festgesetzt und das des linken schrittweise von -20 V auf $+20 \text{ V}$ erhöht. Die resultierenden Strom-Spannungs-Kennlinien sind in Abbildung 44 (S. 93) zu sehen. Es ist zu erkennen, dass die Diodenströme in beiden Heterosystemen in der gleichen Größenordnung liegen und jeweils eine Durchlass- und Sperrcharakteristik in Abhängigkeit der Polarität zeigen. Bewegen sich die Elektronen im Feld, welches sie von der breiten Seite des Dreiecks zum schmalen Berührungspunkt zieht, ist der Strom bedeutend größer als im umgekehrten Fall. Man kann daher von einer diodenähnlichen Gleichrichtung sprechen.

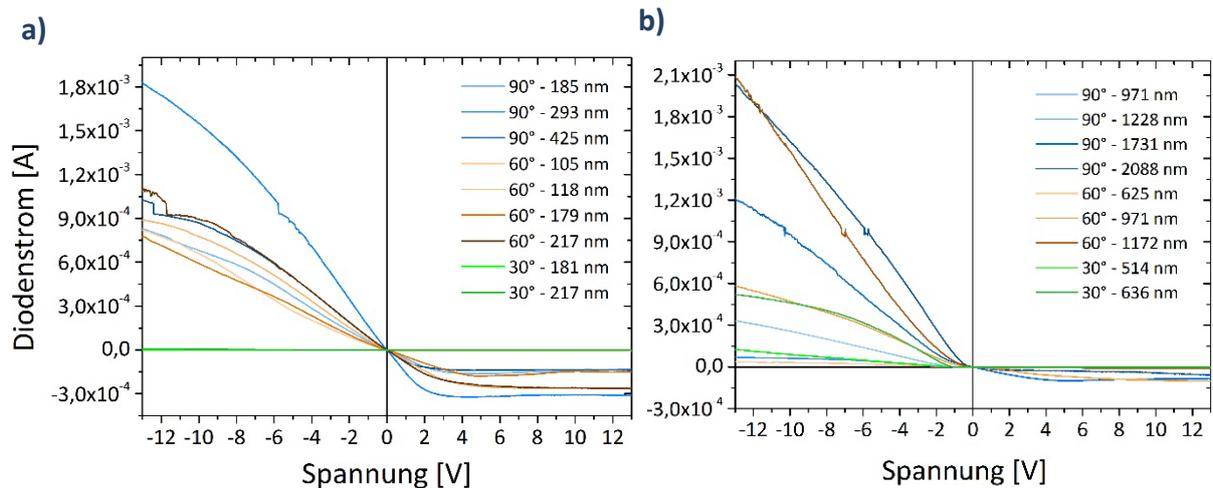


Abbildung 44: Strom-Spannungs-Kennlinie der geometrischen Dioden auf a) xx1 (35 % Al ohne AlN- Zwischenschicht) und b) xx2 (35 % Al mit AlN-Zwischenschicht)

Der Verlauf des Diodenstroms entspricht nicht der exponentiellen Funktion einer klassischen pn-Diode. Für eine negative angelegte Spannung befindet sich die geometrische Diode im Durchlassbetrieb, für eine positive Spannung im Sperrbetrieb. Das heißt, dass der Strom in Durchlassrichtung kontinuierlich ansteigt. In Sperrrichtung erfolgt nur bis etwa 2 V bis 4 V ein Anstieg, anschließend geht der Strom in eine Sättigung über. Es wurden geometrische Dioden mit den Öffnungswinkeln 15 °, 30 °, 60 ° und 90 ° hergestellt. Da wie in [180] dargestellt auch die Basislänge des gleichschenkligen Dreiecks den Vorgang beeinflusst, wurde diese konstant auf 15 µm festgelegt und somit groß gegenüber der Berührungspunktbreite. Konstante Basislänge und Winkel führen zu einer größeren Höhe des Dreiecks zwischen Berührungspunkt und Basis. Dies ist ein möglicher Grund dafür, dass für 15 °- und 30 °-Strukturen sehr viel geringere Ströme gemessen wurden als für die beiden anderen. Aus diesem Grund wurden die Ströme für $\gamma = 15^\circ$ in Abbildung 44 nicht dargestellt. Die Ströme der Öffnungswinkel 60 ° und 90 ° zeigen unabhängig von Heterosystem und Berührungspunktbreite bei einer angelegten Spannung von -10 V jeweils Maximalwerte um $1,6 \times 10^{-3}$ A. Dies ist in Abbildung 45 (S. 94) zu erkennen, welche die Ströme für die beiden Heterosysteme kombiniert darstellt. Betrachtet man jedes Heterosystem für sich, so kann man sehen, dass die Ströme mit zunehmender Berührungspunktbreite steigen. Es gelangen also mehr Elektronen durch den Berührungspunkt.

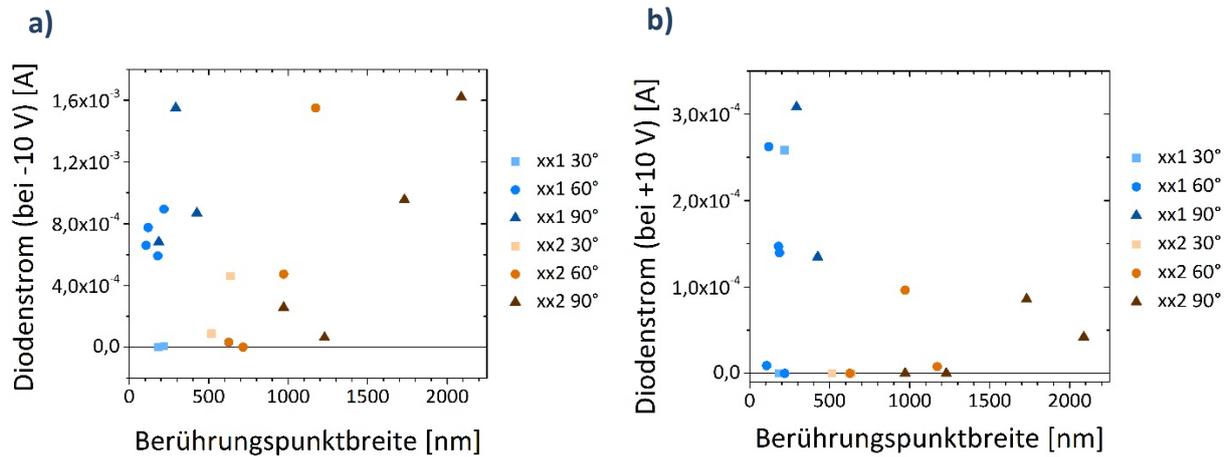


Abbildung 45: Darstellung des Diodenstroms in a) Durchlassrichtung und b) Sperrrichtung über der Berührungspunktbreite. Die Berührungspunktbreite steigt strukturierungsbedingt mit dem Winkel. Für jeden Winkel steigt der Strom mit der Berührungspunktbreite. Für 30 ° wurden geringere Ströme gemessen, dies ist in der Länge des Dreiecks begründet.

Da für eine Diode das Gleichrichtverhalten vor allem durch den Sperrstrom bestimmt wird, ist das Verhältnis von Strom in Durchlassrichtung (I_n) zum Strom in Sperrrichtung (I_{ns}) von besonderem Interesse. Es wird hier als I_n/I_{ns} -Verhältnis bezeichnet. Aus diesem Grund wurde das Verhältnis der beiden Ströme ermittelt und in Abbildung 46 (S. 95) für die beiden Heterosysteme dargestellt. In a) ist für xx1 zu erkennen, dass das Verhältnis für alle fast Bauelemente mit 90 ° über denen mit 60 ° Öffnungswinkel liegen. Ausnahme bildet die schmalste Struktur bei $\gamma = 60^\circ$ mit einer Berührungspunktbreite von 105 nm. Ihr I_n/I_{ns} -Verhältnis steigt (durch nahezu konstanten Sperrstrom) stetig an und erreicht Werte bis etwa 100. Die anderen geometrischen Dioden zeigen ebenfalls einen stetig steigenden Verlauf, verbleiben aber im einstelligen Bereich des I_n/I_{ns} -Verhältnisses.

Teilbild b) zeigt die gemessenen Ergebnisse für xx2 (mit AlN-Zwischenschicht). Obwohl die Durchlassströme nahezu genauso hoch sind wie bei dem anderen Heterosystem, übersteigen die I_n/I_{ns} -Verhältnisse die des Heterosystems ohne AlN-Zwischenschicht sehr stark. Dabei ist zu beachten, dass die Berührungspunkte auf xx2 breiter sind (Abbildung 45). Daraus folgend müsste der Sperrstrom durch den breiteren Berührungspunkt größer werden, was jedoch nicht der Fall ist. Tatsächlich ist der Sperrstrom der geometrischen Dioden auf Heterosystem xx2 bedeutend kleiner als bei xx1, was insgesamt zum höheren I_n/I_{ns} -Verhältnis führt.

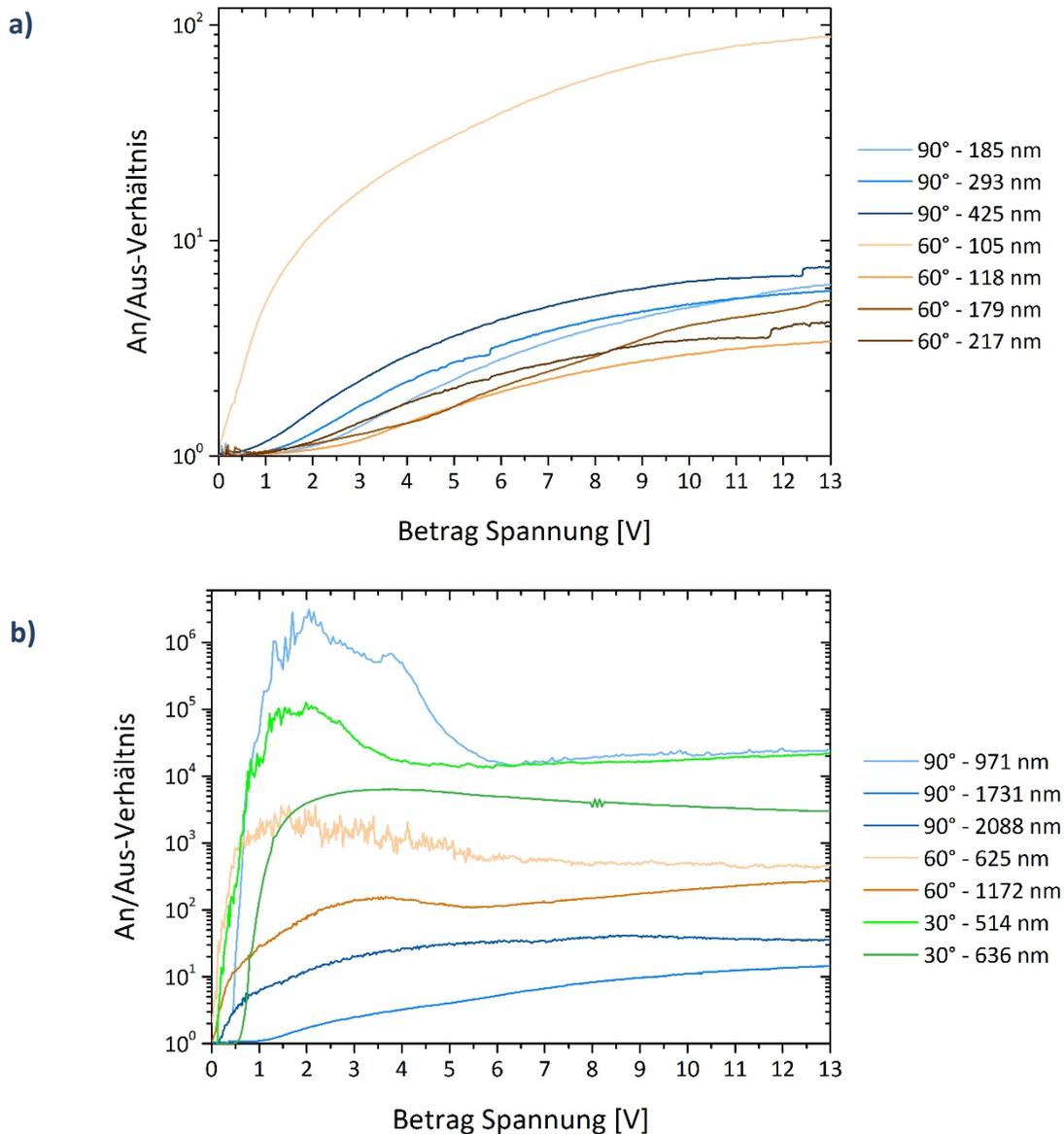


Abbildung 46: An/Aus-Verhältnis für a) xx1 (35 % Al ohne AlN-Schicht) und b) xx2 (35 % Al mit AlN-Schicht) in Abhängigkeit der Spannung für verschiedene Öffnungswinkel und Berührungspunktbreiten

Lediglich die Strukturen mit sehr breiten Berührungspunkten der 90 ° Dioden (um 2 µm Berührungspunktbreite) auf Heterosystem xx2 zeigen An/Aus-Verhältnisse im ein- und zweistelligen Bereich. 60 ° Bauelemente erreichen Faktoren größer 10³, 30 ° bis zu 10⁵ und die schmalste 90 ° Struktur mit rund 970 nm Breite erreicht für 2 V sogar ein An/Aus-Verhältnis von 4x10⁶. Dabei gibt es zwei Dinge zu beachten. Zum einen liefern die Dioden mit 30° Öffnungswinkel einen sehr kleinen Strom (zwei bis drei Größenordnungen unter den

anderen), aber dennoch ein sehr hohes An/Aus-Verhältnis. Zum anderen zeigen mehrere Strukturen auf xx2 ein Überschwingverhalten bei etwa 1 V - 4 V. Danach fällt das An/Aus-Verhältnis zunächst wieder ab und sättigt bei 5 V - 6 V. Diese Sättigung liegt bis zu Faktor 100 unter den Maxima. Zur Vergleichbarkeit wurde ein Punkt in diesem Bereich (10 V) gewählt und das An/Aus-Verhältnis beider Heterosysteme in Abbildung 47 dargestellt. Dabei ist zu sehen, dass das Heterosystem mit AlN-Zwischenschicht auch bei etwa gleicher Berührungspunktbreite (ca. 500 nm) weitaus höhere An/Aus-Verhältnisse hervorbringt. Die größten Verhältnisse werden für alle Winkel im Bereich zwischen 500 nm und 1000 nm erreicht. Für größere Strukturen wird das Verhältnis wieder schlechter. Dies liegt an der Zunahme der Ströme in Sperrrichtung durch den breiteren Berührungspunkt, während sich der Strom im Durchlassbetrieb kaum ändert [180].

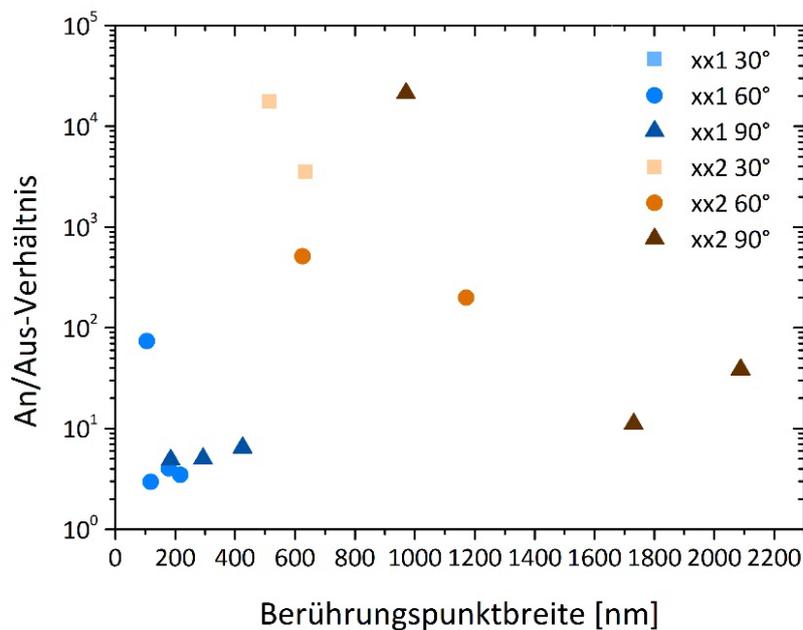


Abbildung 47: An/Aus-Verhältnis bei 10 V über Berührungspunktbreite für verschiedene Öffnungswinkel auf den Heterosystemen xx1 und xx2 bei ±10 V

Da kein Dotierstoffkonzentrations- oder Materialübergang für die Funktion der geometrischen Dioden notwendig ist, eignen sie sich auch besonders für die Integration in zweidimensionale Materialien wie Graphen, MoS₂ oder WS₂.

6.2 Seitengate-Transistor

Feldeffekttransistoren steuern den Stromfluss in einem Kanal durch ein Gate. Für dessen Anordnung gibt es im Wesentlichen drei typische Varianten: über dem Kanal (*Top-Gate*), an der Rückseite des Wafers bzw. Bauelements (*Back-Gate*) oder neben dem Kanal (*Side-Gate*). Bei ersterem muss mindestens eine zusätzliche Schicht über dem Kanal abgeschieden werden (meist Isolator und Metallsystem). Bei zweitem ist der Abstand zwischen Gate und Kanal relativ groß. Einen dritten Ansatz bietet die Seitengate-Steuerung. Insbesondere für zweidimensionale Materialien und Ladungsträgergase ermöglicht sie einen Einschrittprozess zur Herstellung von Kanal und Seitengate gleichzeitig. Dabei gibt es neben dem direkten Strukturieren mittels fokussiertem Ionenstrahl (engl. focussed ion beam, FIB) [181] auch die Möglichkeit des Mesaätzens nach lithografischer Strukturierung [134], [182], [183], [184], [185], [125] sowie die direkte Atommanipulation durch Rasterkraftmikroskopie (engl. atomic force microscopy, AFM) [186]. Alle Verfahren haben gemeinsam, dass sie durch einen schmalen Graben zwischen Kanal und Gate eine physische Trennung erzeugen, um so einen Gatestrom zu minimieren.

Die geometrische Anordnung der Seitengate-Transistoren gleicht sehr stark den T-Gleichrichtbauelementen. Der wesentliche Unterschied besteht in dem Graben zwischen Balken und drittem Kontakt, jedoch kann bei hinreichend kleiner Zentralkontaktbreite auch eine Steuerung ohne Graben erreicht werden. *Müller et al.* [125] zeigen dies für TTJ-Bauelemente auf einem AlGaAs/GaAs-Heterosystem. Aufgrund der ähnlichen Anordnung von TTJ und Seitengate-Transistor wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht, inwiefern durch geringe strukturelle Änderungen das TTJ-Bauelement auch als Transistor genutzt werden kann – und umgekehrt. Ein Beispiel für einen Seitengate-Transistor ist in Abbildung 48 (S. 98) zu sehen.

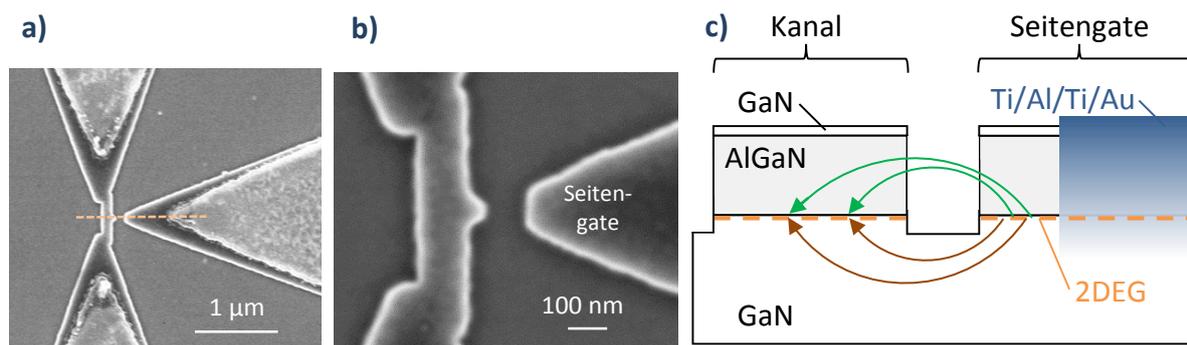


Abbildung 48: a) + b) REM-Aufnahmen eines Seitengate-Transistors mit 115 nm Kanalbreite und 120 nm Graben; c) Querschnitt eines Seitengate-Transistors entlang der gestrichelten Linie in a); Zu sehen ist dabei der Schnitt des Kanals (links), der geätzte Graben sowie das Gate mit einlegiertem Ti/Al/Ti/Au-Kontaktsystem (rechts); Die Feldlinien greifen dabei vom steuernden Gate durch die Luft ($\epsilon_r \approx 1$; grün) und durch das GaN ($\epsilon_r = 8,9$; braun) in den Kanal.

Für alle drei verwendeten Heterosysteme wurden Seitengate-Transistoren hergestellt. Beispielhaft sind drei Ausgangskennlinienfelder in Abbildung 49 (S. 100) dargestellt. Die Spannung am Seitenkontakt wird dabei als Gatespannung V_{gs} bezeichnet und bildet in den Kennlinienfeldern den Parameter. Es ist zu sehen, dass für alle Heterostrukturen der Kanal bereits ohne angelegte Gatespannung offen ist, es sich also um Verarmungsbaulemente (normally-on) handelt. Dies ist im Vorhandensein des zweidimensionalen Elektronengases begründet, das bereits ohne externes Feld existiert. Bei zunehmend negativer Gatespannung verarmt das 2DEG und seine Leitfähigkeit nimmt ab. Das Verhältnis der Ströme im an- zu ausgeschalteten Zustand beträgt etwa 10^2 für die Transistoren der Heterosysteme xx1 und xx2 sowie 10^3 für die des Heterosystems xx3. Der normierte Leitwert im Ausgangskennlinienfeld ist für das Bauelement mit dem verbundenen Kontakt auf xx2 mit 450 mS/mm ($V_{ds} = 1$ V, $V_{gs} = 4$ V) deutlich höher als auf xx1 mit 11 mS/mm und xx3 mit 61 mS/mm ($V_{ds} = 4$ V, $V_{gs} = 4$ V).

Die Transistorkennwerte sind in Tabelle 7 (S. 99) zu sehen. Das Bauelement auf dem Heterosystem xx2 (mit 35 % Al im AlGaN und mit AlN-Zwischenschicht) hatte keinen Graben zwischen Kanal und drittem Kontakt, zeigte aber dennoch eine Steuerwirkung. Der Gatestrom

liegt nur eine Größenordnung über denen der Transistoren mit Graben. Bei Messung dieses Bauelements in Push-Pull-Konfiguration zeigte sich eine leichte negative Gleichrichtung des Potentials am Zentralkontakt mit kleiner Krümmung.

In [78] wurde ein weiterer Seitengate-Transistor dieser Art auf Heterosystem xx3 vorgestellt. Er erreicht bei 40 nm Graben und 370 nm Kanalbreite eine Steilheit von 20 mS/mm. Dies entspricht exakt dem Wert des hier vorgestellten Bauelements. Die Transistoren auf xx1 und xx2 liefern 4 mS/mm bzw. 143 mS/mm. Der Kanal des in [78] vorgestellten Bauelements schließt bei $V_{gs} = -4$ V. Sein Gatestrom ist ebenfalls einen Faktor 10^3 kleiner als der Drainstrom und stimmt damit mit dem hier gezeigten Wert überein. Wiederum liegt hier das Bauelement mit verbundenem Kontakt deutlich vor dem mit Graben. Der Ausgangsleitwert beträgt 600 mS/mm bei $V_{ds} = 2$ V und $V_{gs} = 4$ V.

Hetero-system	Kanal-breite [nm]	Graben-breite [nm]	norm. Ausgangs-leitwert [mS/mm]	V_{ds} bei Übergang zur Sättigung [V]	Fluss-spannung V_{dsF} [V]	norm. Steilheit [mS/mm]	Gate-spannung V_{gs} für verarmten Kanal [V]	Gate-strom [A]
xx1	97	194	11 für $V_{ds} = 4$ V $V_{gs} = 4$ V	7,8 für $V_{gs} = 4$ V	0,5 für $V_{gs} = 4$ V	4 für $V_{ds} = 4$ V $V_{gs} = -4$ V	-7	$2,33 \times 10^{-8}$ für $V_{ds} = 4$ V $V_{gs} = -7$ V
xx2	80	-	450 für $V_{ds} = 1$ V $V_{gs} = 4$ V	3,9 für $V_{gs} = 4$ V	0,1 für $V_{gs} = 4$ V	143 für $V_{ds} = 4$ V $V_{gs} = -6$ V	-5	$1,12 \times 10^{-7}$ für $V_{ds} = 4$ V $V_{gs} = -5$ V
xx3	266	121	61 für $V_{ds} = 4$ V $V_{gs} = 4$ V	6,6 für $V_{gs} = 4$ V	0,01 für $V_{gs} = 4$ V	20 für $V_{ds} = 4$ V $V_{gs} = -4$ V	-9	$3,99 \times 10^{-8}$ für $V_{ds} = 4$ V $V_{gs} = -9$ V

Tabelle 7: Kennwerte der Seitengate-Transistoren auf den verschiedenen Heterosystemen, zugehörig zu den Kennlinienfeldern in Abbildung 49 (S. 100)

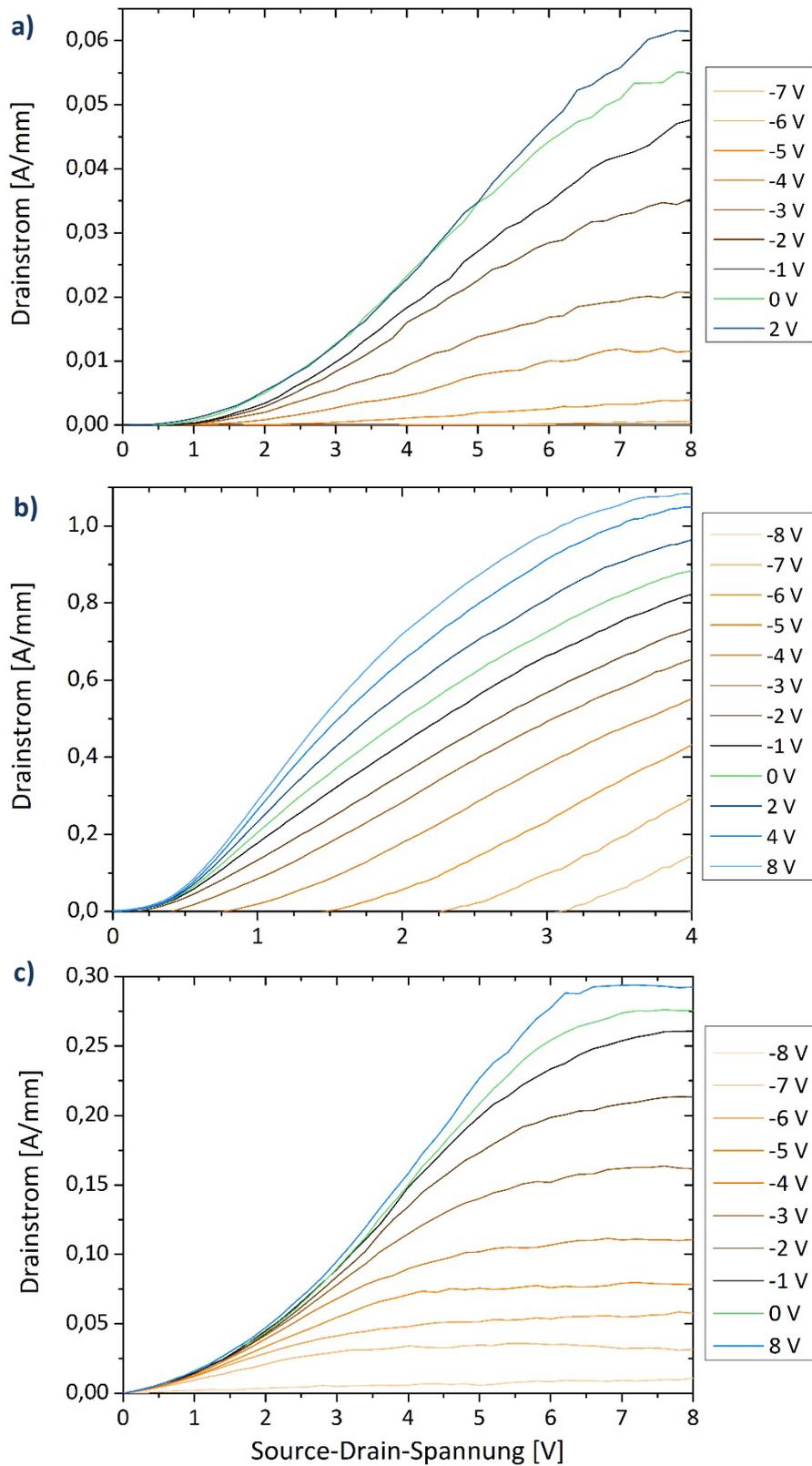


Abbildung 49: Ausgangskennlinienfelder von Seitengate-Transistoren auf den drei Heterosystemen a) xx1 mit Kanalbreite 97 nm und 194 nm Graben, b) xx2 mit Kanalbreite 80 nm und ohne Graben und c) xx3 mit Kanalbreite 266 nm mit 121 nm Graben

Es ist zu sehen, dass die Ausgangskennlinien bei keinem der Bauelemente sofort linear ansteigen. Es kommt zum Auftreten einer Art Flussspannung V_{dsF} , ähnlich einer Diode. Dies könnte in der Kontaktierung begründet sein. Zwar zeigen die TLM-Messungen für die vorgestellten Proben ohmsches Verhalten der Kontakte, dennoch weisen sowohl die TTJ-Bauelemente als auch die Seitengate-Transistoren ein leichtes Schottky-Verhalten auf. Die drei hier gezeigten Bauelemente unterscheiden sich dadurch auch vom Transistor aus [78]. Bei diesem steigen die Ausgangskennlinien linear für $V_{ds} > 0$ V, bis sie zur Sättigung übergehen. Es scheint dabei eine Abhängigkeit sowohl vom Aluminiumgehalt im AlGaN als auch im Vorhandensein der AlN- Zwischenschicht zu geben. Während für xx1 mehr als 0,5 V Source-Drain-Spannung für den Stromfluss nötig sind, ist es bei xx2 eine halbe, bei xx3 eine ganze Größenordnung weniger. Auch für AlGaAs/GaAs konnte ein direkter linearer Anstieg gezeigt werden [125].

Ein auffälliges Merkmal der Struktur mit verbundenem Gate ist zudem der Verlauf der Kurven für den verarmten Kanal. Während die anderen Bauelemente nach dessen Erreichen stets geschlossen bleiben, steigt der Strom beim verbundenen Bauelement ab einer gewissen Schwelle in V_{ds} dennoch an. Damit ist die Flussspannung V_{dsF} steuerbar. Der Strom fließt nicht durch das verbundene Gate.

Bei Feldeffekttransistoren ist im Allgemeinen eine kleine Gatekapazität C_g bei gleichzeitig großer Kapazität pro Fläche C'_g wünschenswert [185], da eine hohe C'_g Voraussetzung für eine große Steilheit ist [187]. Um die Steuerwirkung des Gates im Balken abschätzen zu können, wird für Seitengate-Bauelemente die elektrostatische Streukapazität C_f (engl. fringing capacitance) verwendet [185]. Diese lässt sich für einen Balken und einen Seitengate-Ast nähern durch

$$C_f = (\epsilon_r + 1) \cdot \epsilon_0 \cdot l_g \cdot \frac{K(1 - k^2)^{1/2}}{K(k)} \quad (19)$$

mit der relativen Permittivität des Substrats ϵ_r (hier hexagonales Galliumnitrid mit 8,9), der Permittivität des Vakuums ϵ_0 , der Gatelänge l_g , dem elliptischen Integral erster Ordnung $K(k)$ und einem Geometriefaktor k

$$k = \sqrt{\frac{d_{g-ch}}{d_{g-ch} + w_B}} \quad (20)$$

mit dem Kanal-Gate-Abstand d_{g-ch} und der Balkenbreite w_B [188], [189]. Die Gatekapazität pro Fläche ergibt sich aus Gleichung (21).

$$C'_f = \frac{C_f}{w_B \cdot l_B} \quad (21)$$

In Tabelle 8 (S. 103) werden die Steilheiten und die Gatekapazitäten pro Fläche der Seitengate-Transistoren dieser Arbeit mit Bauelementen auf anderen Materialien gegenüber gestellt.

Es ist zu sehen, dass die größte Steilheit des Seitengate-Transistors auf Heterosystem xx2 (143 mS/mm) in der gleichen Größenordnung liegt wie Graphen-Seitengate-Bauelemente oder Silizium-Feldeffekttransistoren mit Dielektrika hoher Permittivität (so genannte *high-k*-Materialien). Normalerweise wäre aufgrund des großen Abstands zwischen Gate und Kanal bei den Seitengate-Bauelementen zu erwarten, dass HEMTs und MOSFETs einen Vorteil bei der Steuerkopplung zwischen Gate und Kanal bieten. Besonders *high-k*-Dielektrika wie Strontiumtitanat mit einer relativen Permittivität $\epsilon_r = 175$ ermöglichen zudem sehr hohe Gatekapazitäten und damit ein hohes Steuervermögen. Der Vergleich der flächennormierten Gatekapazität C'_g zeigt jedoch, dass sich die Seitengate-Bauelemente weniger als eine Größenordnung von den anderen Transistorarten unterscheiden. Aus diesem Grund ist die Kopplung zwischen Gate und Kanal auch ähnlich effektiv wie in Top-Gate-HEMTs und *high-k*-MOSFETs. Eine weitere Verbesserung der Steuereigenschaften kann durch Aufbringen eines Dielektrikums erzielt werden.

Material	normierte Steilheit [mS/mm]	Gatekapazität [F]	normierte Gatekapazität [F/cm ²]	Dielektrikum	relative Permittivität	Quelle
Si MOSFET	269 für $V_{ds} = 1\text{ V}$ $V_{gs} = 1\text{ V}$	-	3×10^{-6}	SrTiO ₃	175	[190]
AlGaIn/GaN HEMT	150 für $V_{ds} = 10\text{ V}$ $V_{gs} = -3\text{ V}$	3×10^{-16}	3×10^{-7}	SiO ₂	3,9	[191], [192]
Graphen Seitengate	590 für $V_{ds} = 5,5\text{ V}$	$5,3 \times 10^{-18}$	$1,6 \times 10^{-7}$	Luft / SiC	1 / 10	[185]
Graphen Seitengate	500 für $V_{ds} = 8\text{ V}$	4×10^{-18}	$1,2 \times 10^{-7}$	Luft / SiC	1 / 10	[185]
AlGaAs/GaAs Seitengate	87 für $V_{ds} = 0,8\text{ V}$ $V_{gs} = 0,8\text{ V}$	kein Wert, da $d_{g-ch} = 0\text{ nm}$	kein Wert, da $d_{g-ch} = 0\text{ nm}$	Luft / GaAs	1 / 12,9	[125]
AlGaIn/GaN (xx1)	4 für $V_{ds} = 4\text{ V}$ $V_{gs} = -4\text{ V}$	$1,6 \times 10^{-17}$	$8,6 \times 10^{-8}$	Luft / GaN	1 / 8,9	diese Arbeit
AlGaIn/GaN (xx2)	143 für $V_{ds} = 4\text{ V}$ $V_{gs} = -6\text{ V}$	kein Wert, da $d_{g-ch} = 0\text{ nm}$	kein Wert, da $d_{g-ch} = 0\text{ nm}$	Luft / GaN	1 / 8,9	diese Arbeit
AlGaIn/GaN (xx3)	20 für $V_{ds} = 4\text{ V}$ $V_{gs} = -4\text{ V}$	$1,4 \times 10^{-17}$	$4,4 \times 10^{-8}$	Luft / GaN	1 / 8,9	diese Arbeit

Tabelle 8: Steilheit und flächennormierte Gatekapazität der Seitengate-Transistoren im Vergleich zu anderen Transistorarten wie Seitengate-Transistor auf Graphen- und AlGaAs/GaAs-Basis, AlGaIn/GaN Top-Gate-HEMT und Si-FET mit Dielektrikum mit hoher Permittivität

6.3 Three-terminal junction self-gating device (TSD)

Auf der Suche nach neuartigen Effekten, die Bauelemente mit guter Steuerwirkungen bei möglichst einfacher Prozessierung ermöglichen, wurde bereits vermehrt der so genannte Self-Gating-Effekt beobachtet und genutzt [50], [193], [194]. Die Bildung von Oberflächenladungen führt bei diesen Bauelementen zur Verarmung der leitfähigen Kanäle. Eine veränderte Anordnung der T-Gleichrichtbauelemente in Push-Pull-Konfiguration bietet einen weiteren Ansatz. Dabei werden die Äste zwischen linkem bzw. rechtem Kontakt und Zentralkontakt parallel geführt (vgl. Abbildung 50). Bei hinreichend kleinem Abstand beeinflussen sich diese durch ihr elektrisches Feld [143]. Aufgrund seines Aufbaus kann man das Bauelement als *Three-terminal junction self-gating Device* (TSD) bezeichnen.

Abbildung 50 zeigt ein solches Bauelement, welches auf dem Heterosystem xx1 mit 35 % Aluminium und ohne AlN-Zwischenschicht hergestellt wurde. Bei diesem TSD ist der Abstand zwischen den Ästen (38 nm) kleiner als die Balkenbreite (70 nm).

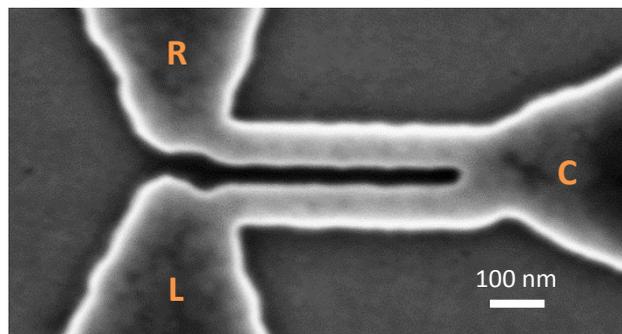


Abbildung 50: REM-Aufnahme eines Three-terminal-junction-self-gating-Bauelements mit 70 nm Balkenbreite und 38 nm Abstand zwischen den Ästen. Die Beschaltung erfolgt in Push-Pull-Konfiguration, wobei sich die jeweiligen Äste zwischen Kontakt L und C bzw. R und C durch das sie umgebende elektrische Feld gegenseitig beeinflussen.

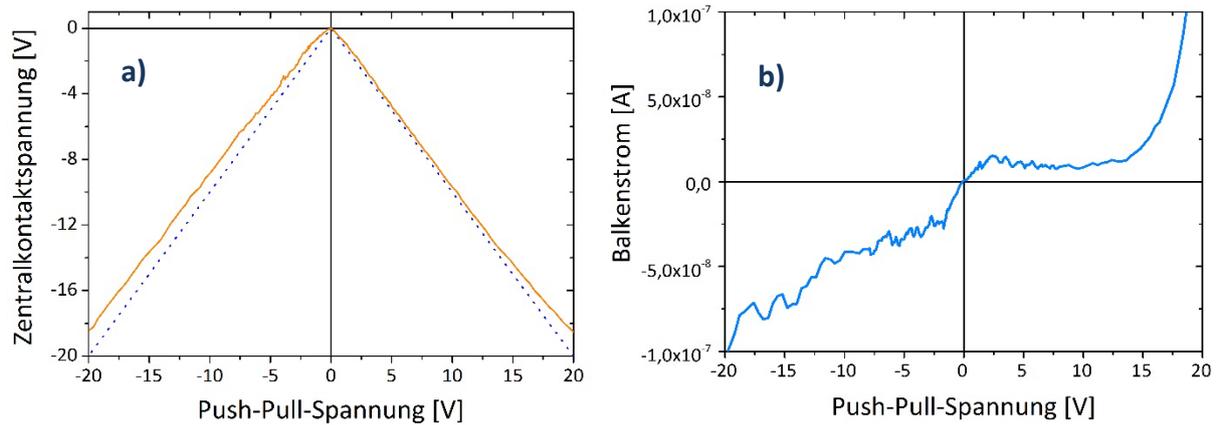


Abbildung 51: Verlauf a) der Zentralkontaktspannung und b) des Balkenstroms (zwischen L und R) in Abhängigkeit der Push-Pull-Spannung für das in Abbildung 50 (S. 104) gezeigte TSD-Bauelement mit 70 nm Balkenbreite und 38 nm Abstand zwischen den Ästen. Gestrichelt dargestellt ist der Verlauf bei absolut linearem Gleichrichtverhalten.

Es wurden TSD-Bauelemente mit Balkenbreiten zwischen 25 nm und 112 nm hergestellt. Der Abstand zwischen den Ästen betrug dabei zwischen 22 nm und 74 nm. Sie wurden in derselben Push-Pull-Konfiguration gemessen wie die in den Kapiteln 4 und 5 beschriebenen TTJs. Dabei zeigen alle TSD-Strukturen eine negative Gleichrichtcharakteristik. Für das in Abbildung 50 (S. 104) dargestellte Bauelement sind die Ausgangskennlinie (V_c) und der Balkenstrom in Abbildung 51 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Krümmung der Zentralkontaktspannung für kleine Push-Pull-Spannungen vergleichsweise groß ist, V_c also für kleinere V_0 zum linearen Verhalten übergeht. Der Übergang erfolgt bei den TSD-Bauelementen schneller als bei den oben vorgestellten TTJs. Die Krümmungen sind als Erweiterung zu Abbildung 39 (S. 86) in Abbildung 52 (S. 106) im Vergleich mit denen der TTJ-Bauelemente dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Krümmung von V_c der TSD-Bauelemente im Bereich der TTJs liegt. Abbildung 52 b) zeigt den Vergleich der TSD Bauelemente mit den TTJ-Strukturen auf demselben Heterosystem xx1. Es ist zu erkennen, dass die Self-gating-Bauelemente dabei absolut die größte Krümmung erreichen, das heißt bei den kleinsten Push-Pull-Spannungen zum linearen Verhalten übergehen. Insgesamt zeigen sie diesen Anstieg der Krümmungen für die gleichen Balkenbreiten wie die TTJs in Y-Konfiguration, jedoch für kleinere Balkenbreiten als die in T-Anordnung. Dies unterstützt die Vermutung, dass ein Feldeffekt auch die Gleichrichtung in TTJ-Bauelementen beeinflussen könnte. Die Y-Form des aktiven Bereichs

ähnelt den TSD-Bauelementen, sodass eine kapazitive Kopplung der Äste am linken und rechten Kontakt zu Verarmungseffekten führen kann.

Zu beachten ist dabei, dass in TSD-Bauelementen dieser Gleichrichtvorgang aber aufgrund der langen, schmalen Kanäle unabhängig vom Transportverhalten der Elektronen funktioniert. Der normierte Strom für $V_0 = 10 \text{ V}$ in den TSD- Bauelementen liegt bei etwa $2 \times 10^{-3} \text{ A/cm}$ auf xx1 und damit mehr als zwei Größenordnungen unter den Strömen der TTJ-Bauelemente mit etwa $0,9 \text{ A/cm}$ mit ähnlichem Gleichrichtverhalten auf derselben Probe. Daraus lässt sich direkt folgern, dass die Funktion nicht vom Transportregime abhängig sein kann, die Ausgangsspannung also unabhängig von ballistischem oder diffussem Ladungsträgertransport ist. Daraus ergibt sich die Frage, ob für TTJ-Bauelemente und ihren Gleichrichteffekt überhaupt ballistischer Transport nötig ist. Zudem ist zu sehen, dass der Strom oberhalb von 15 V stark ansteigt. Dies ist auf den Durchbruch des GaN zurückzuführen, da die Feldstärke mit bis zu 10 MV/cm die Durchbruchfeldstärke ($3,3 \text{ MV/cm}$) übersteigt. Dabei fließt der Strom nicht mehr durch den Balken, sondern direkt zwischen den Kontakten L und R, welche nur 38 nm voneinander entfernt sind.

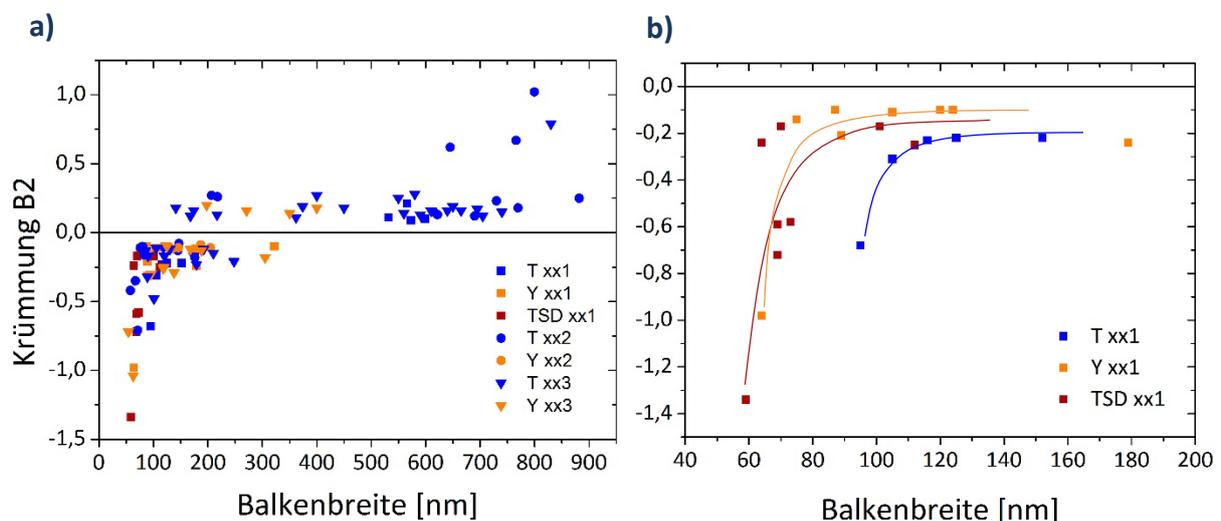


Abbildung 52: a) Erweitertes Diagramm der positiven und negativen Krümmungen mit TSD-Bauelementen. Trotz unterdrückten Stromflusses weisen diese eine negative Gleichrichtung auf, wobei starke Krümmungen der Parabel erreicht werden. Dies bedeutet einen Übergang zum linearen Bereich der Gleichrichtung bei kleineren Push-Pull-Spannungen; b) Ausschnitt der Krümmungen mit Trendlinien für die T- und Y-Anordnung sowie die TSD-Bauelemente auf Heterosystem xx1

Zur Klärung dieser Frage hat Dr. R. Granzner vom Fachgebiet Festkörperelektronik die TSD-Bauelemente mit Hilfe der ATLAS Drift-Diffusions-Simulation nachgestellt. Die simulierte Struktur ist in Abbildung 53 zu sehen. Es handelt sich um eine vereinfachte Form der zwei parallelen Balken, welche mit ohmschen Kontakten verbunden sind. Im realen Bauelement sind diese Kontakte weiter entfernt und die Verbindung der Kanäle erfolgt ebenfalls über strukturiertes 2D-Elektronengas. Dennoch ermöglicht die Simulation eine Abschätzung der gegenseitigen Beeinflussung der Kanäle zwischen den Kontakten L und C sowie R und C. Als Material wurde dotiertes Galliumnitrid angenommen, dessen Ladungsträgerdichte über die Dotierung eingestellt wurde. Es wurden zwei Varianten mit den Abmessungen $L = 100 \text{ nm}$ und $W = W_{\text{gap}} = 10 \text{ nm}$ sowie $L = 1 \text{ }\mu\text{m}$ und $W = W_{\text{gap}} = 100 \text{ nm}$ simuliert. Die angenommene Beweglichkeit entspricht dem gemessenen Wert von $\mu_n = 1520 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (Heterosystem xx3). Als Material im Zwischenraum wird Siliziumdioxid angenommen.

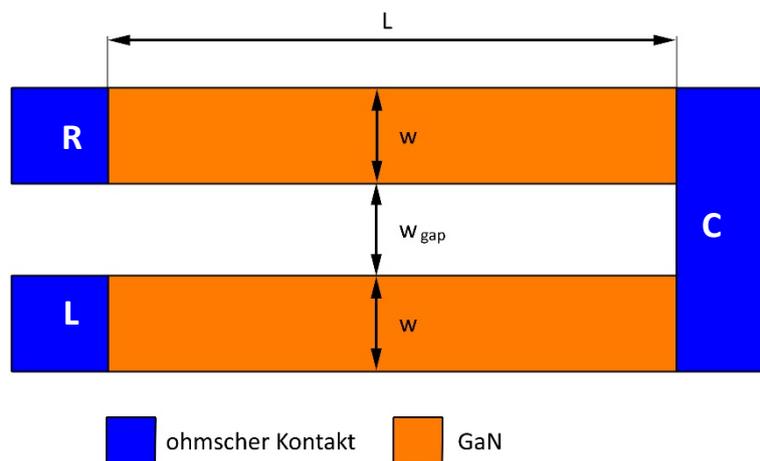


Abbildung 53: Schematische Darstellung der simulierten Three-terminal junction self-gating Strukturen

Die Resultate der Simulationen sind in Abbildung 54 (S. 108) zu sehen. Abbildung a) zeigt die Zentralkontaktspannungen der kleineren Strukturen ($L = 100 \text{ nm}$, $W = W_{\text{gap}} = 10 \text{ nm}$). Es ist zu erkennen, dass die Gleichrichtung sehr deutlich ausgeprägt ist und für kleine V_0 (unter $0,5 \text{ V}$) zum linearen Verhalten übergeht. Der Übergang zum linearen Bereich erfolgt für steigende Dotierung bei größeren V_0 . Für kleine Spannungen kann der Verlauf parabolisch genähert werden.

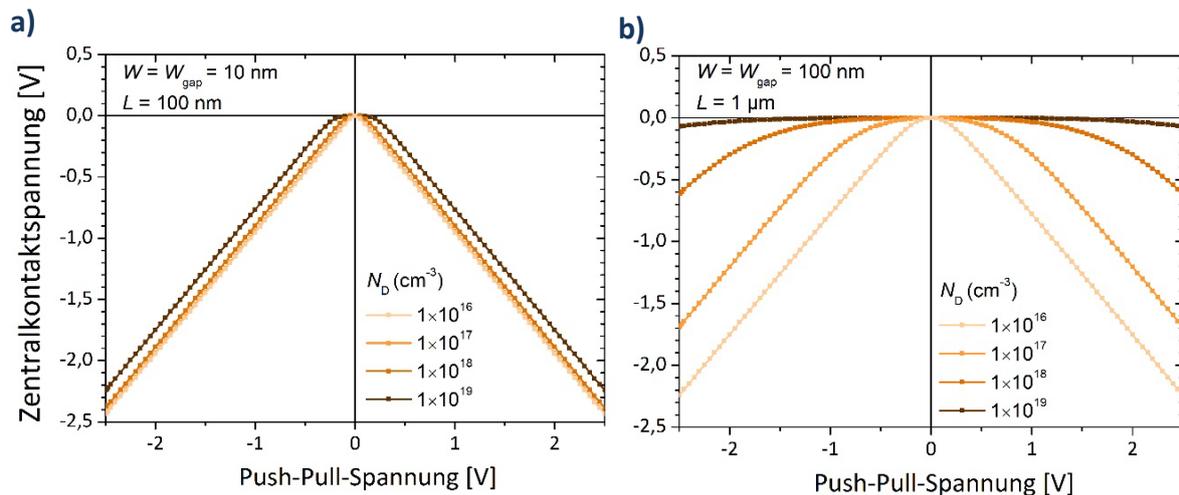


Abbildung 54: Simulierter Verlauf der Ausgangsspannung am Zentralkontakt für Bauelemente mit a) $L = 100 \text{ nm}$, $W = W_{\text{gap}} = 10 \text{ nm}$ und b) $L = 1 \text{ }\mu\text{m}$, $W = W_{\text{gap}} = 100 \text{ nm}$ in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte

Abbildung 54 b) zeigt die simulierten Werte der Zentralkontaktspannung V_c für die größere Struktur ($L = 1 \text{ }\mu\text{m}$, $W = W_{\text{gap}} = 100 \text{ nm}$). Dabei ist zu sehen, dass die negative Gleichrichtung prinzipiell auch hier funktioniert, die Dotierung jedoch stark an Einfluss gewinnt. Während für 10^{16} cm^{-3} noch eine starke Krümmung erkennbar ist, nimmt diese für höhere Dotierungen deutlich ab. Die Gleichrichtcharakteristik ist weniger stark ausgeprägt. Das heißt, dass es für kleine Spannungen zur Ausbildung eines Plateaus und damit zu einem ohmschen Verhalten kommt. Es ist jedoch zu beachten, dass die kapazitive Kopplung der Kanäle in der 2D Simulation deutlich unterschätzt wird, da es sich beim Übergang von 3D zu 2D um eine starke Vereinfachung der Elektrostatik handelt. Man kann also davon ausgehen, dass die reale Kopplung stärker ist und die Simulation eine Untergrenze darstellt.

Abbildung 55 (S. 109) zeigt schematisch das Anreicherungs- und Verarmungsverhalten der Äste bei gegenseitiger Beeinflussung aus der zweidimensionalen Simulation mit ATLAS durch Dr. R. Granzner. a) und b) zeigen den Verlauf der Elektronenkonzentration für $V_0 = 0,5 \text{ V}$ bzw. 10 V . Im spannungslosen Zustand sind zunächst beide Äste gleichermaßen leitfähig. Sobald V_0 erhöht wird, bildet sich um beide Äste ein elektrisches Feld. Da es sich bei den Ladungsträgern um Elektronen handelt, werden diese durch negative Polarität verdrängt, durch positive angereichert. Die Ladungsträgerkonzentration im rechten Ast (mit der $V_L = +V_0$) nimmt

deshalb ab, wodurch die Leitfähigkeit sinkt. Im linken Ast kommt es zur Ausbildung eines angereicherten Kanals mit niedrigerem Widerstand. Daraus resultiert eine Veränderung des Potentialverlaufs im Bauelement. Dies ist in Abbildung 55 c) und d) zu sehen. Während für einen kleinen Spannungsunterschied in beiden Ästen etwa der gleiche Betrag der Spannung abfällt (gleiche Anzahl farbiger Potentialstufen), ist für $V_0 = 10\text{ V}$ eine deutliche Verschiebung der Potentialübergänge zu sehen. Die Spannung fällt zum größten Teil über den rechten Ast mit der positiven Spannung ab. Das negative Potential des linken Asts liegt damit nahezu vollständig am Zentralkontakt an, da der Ladungsträgertransport durch den angereicherten Kanal stattfinden kann. Real erfolgt die Steuerung des 2DEG zusätzlich durch das elektrische Feld auch von oben (durch die Luft bzw. ein Dielektrikum) und unten (durch das GaN-Material). Damit erhöhen sich die kapazitive Kopplung und damit die Steuerwirkung noch gegenüber der Simulation, welche die Wechselwirkung nur in der Ebene berücksichtigt.

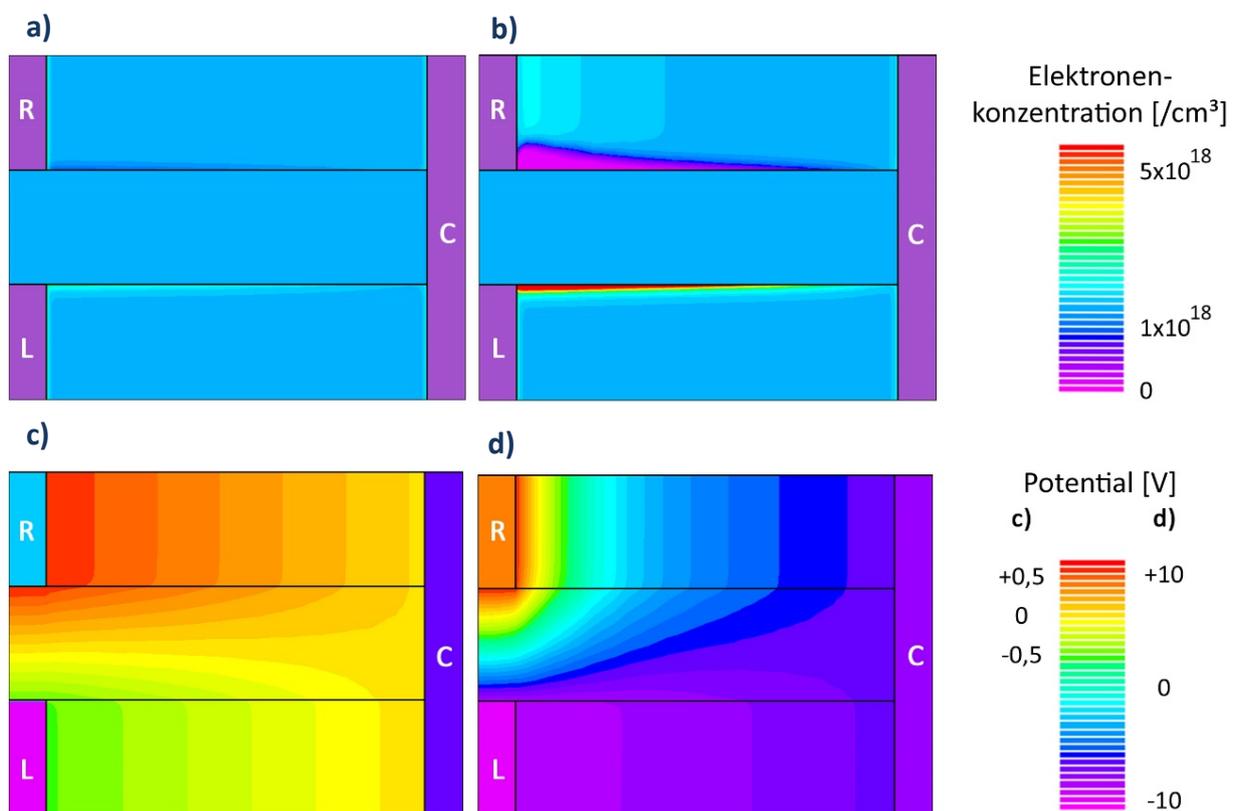


Abbildung 55: Schematische Darstellung a) + b) des Anreicherungs- und Verarmungsverhaltens in TSD-Bauelementen sowie c) + d) der Potentialverlauf in den Balken für a) + c) $V_0 = 0,5\text{ V}$ und b) + d) $V_0 = 10\text{ V}$; Ober- und Seitenflächenladungen werden vernachlässigt; $L = 1\text{ }\mu\text{m}$, $w = 100\text{ nm}$

Da die gegenseitige Steuerung von der Koppelkapazität abhängt, ist auch das Material zwischen den Kanälen relevant für die Güte der Gleichrichtung. Für die hergestellten Strukturen wurde keine Passivierung oder Deckschicht abgeschieden, sodass sich zwischen den Ästen Luft befindet. Bringt man zwischen die Äste ein Dielektrikum mit $\epsilon_r > 1$ ein, lässt sich die Gleichrichtwirkung weiter verbessern. Abbildung 56 zeigt anhand des größeren Bauelements die Simulation der Zentralkontaktspannung, wenn Siliziumdioxid ($\epsilon_r = 3,9$) oder Siliziumnitrid ($\epsilon_r = 7,5$) die Kanäle trennt. Es ist zu sehen, dass eine größere Dielektrizitätskonstante zu einer Verbesserung des Gleichrichtverhaltens führt. Dieser Effekt wird mit zunehmender Dotierung stärker, was der Abnahme der Krümmung entgegen wirkt.

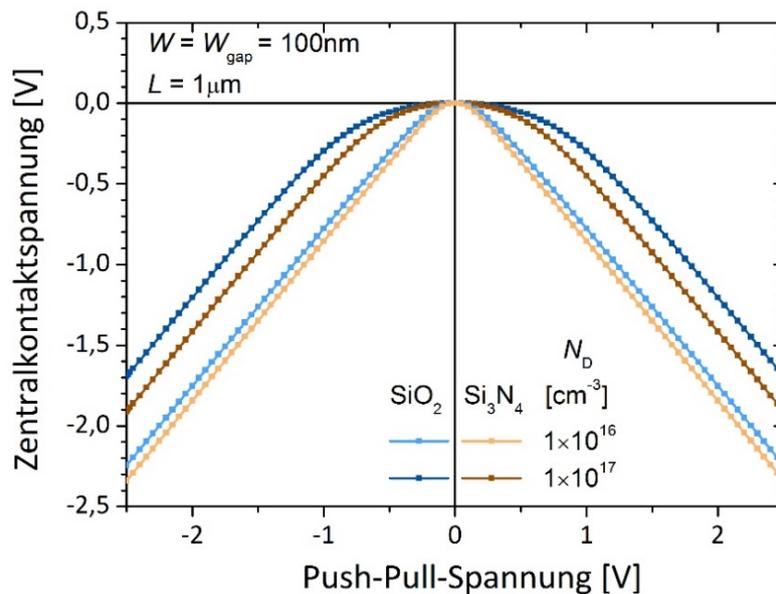


Abbildung 56: Simulierter Verlauf der Ausgangsspannung am Zentralkontakt für das Bauelement mit $L = 1 \mu\text{m}$, $W = W_{\text{gap}} = 100 \text{ nm}$ mit unterschiedlichen Dielektrika zwischen den Kanälen.

Eine formelle Beschreibung von Bauelementen im Push-Pull-Betrieb ist über das Verhältnis von Ausgangsspannung (Zentralkontaktspannung V_c) zu Eingangsspannung (Push-Pull-Spannung V_0) möglich.

$$\frac{V_c}{V_0} = -\frac{\Delta G(V_0)}{G_0} = -R_0 \cdot \Delta G(V_0) \quad (22)$$

Die Übertragungsfunktion setzt sich zusammen aus dem Leitwert im spannungslosen Zustand $G_0 = 1/R_0$ sowie der Änderung des Leitwerts bei angelegter Spannung ΔG . Der Gesamtwiderstand im spannungslosen Zustand R_0 setzt sich dabei aus den Widerständen des Kanals sowie der Kontakte zusammen. Die Änderung des Leitwerts ΔG ist abhängig von V_0 , der Beweglichkeit μ_n sowie der Koppelkapazität C_K . Dabei gilt eine direkte Proportionalität. Mit zunehmender Kanallänge L reduziert sich der Leitwert. Für die Änderung gilt:

$$\Delta G(V_0) = 2 \frac{\mu_n}{L} C_K V_0 \quad (23)$$

Setzt man Gleichung (23) in (22) ein, erhält man für die Zentralkontaktspannung am Ausgang des TSD-Bauelements:

$$V_c = -2 \frac{\mu}{L} R_0 C_K V_0^2 \quad (24)$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich, dass die Zentralkontaktspannung stets negativ ist und quadratisch von der Push-Pull-Spannung abhängt. Damit lässt sich die Krümmung B_2 der Kurve entnehmen als:

$$B_2 = -2 \frac{\mu}{L} R_0 C_K \quad (25)$$

Eine Vereinfachung ist möglich, wenn man davon ausgeht, dass die Widerstände der ohmschen Kontakte zum Material sehr klein sind. In diesem Fall ist R_0 nur noch der Kanalwiderstand und damit proportional zu $1/\mu_n$, wodurch die Gleichungen (24) und (25) von der Beweglichkeit unabhängig werden. Das statische Gleichrichtverhalten ist also unabhängig von der Ladungsträgerbeweglichkeit und damit unabhängig vom Transportverhalten. Die Koppelkapazität ist direkt proportional zum Abstand zwischen den Ästen. In Abbildung 57 (S. 112) sind die Krümmungen der Ausgangsspannung einiger TSD-Bauelemente in Abhängigkeit des Abstands aufgetragen. Die Krümmung nimmt tendenziell mit steigendem Abstand ab, was den Einfluss der Koppelkapazität auf die Krümmung bestätigt.

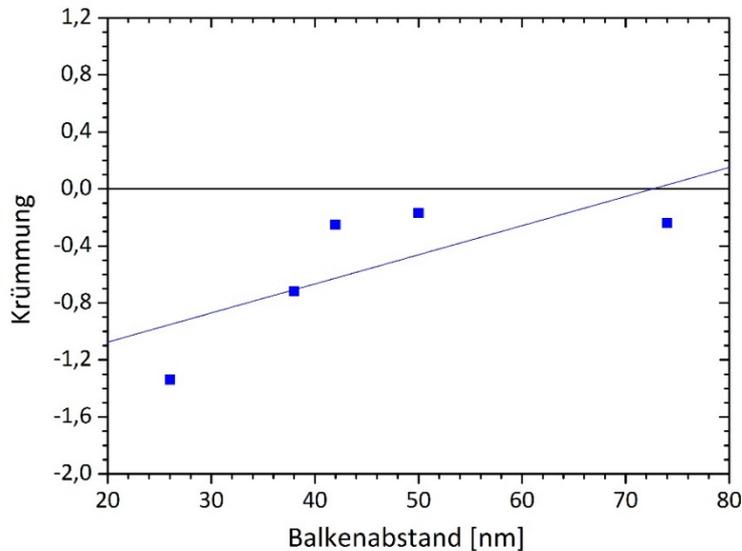


Abbildung 57: Abhängigkeit der Krümmung in TSD-Bauelementen vom Abstand zwischen den zwei Ästen

Die parabolische Näherung aus Gleichung (24) ist bei realen Strukturen nur für kleine Spannungen zutreffend. Dies ist der Fall, da es bei einer bestimmten Spannung zur vollständigen Verarmung eines Kanals kommt. Das heißt, der Leitwert wird kleiner als im spannungsfreien Zustand. Es gilt, dass der Widerstand des angereicherten Kanals jederzeit sehr viel kleiner ist als der des verarmten Kanals. Die gesamte Spannungsdifferenz fällt damit über den verarmten Ast ab, die Zentralkontaktspannung folgt direkt der negativen Eingangsspannung. Ab einem Punkt $\Delta G = G_0$, bei dem sich zwischen V_0 und V_c ein Offset ΔV durch die quadratische Abhängigkeit ausgebildet hat, kommt es zum Übergang in den linearen Bereich. Es gilt damit insgesamt:

$$V_c \begin{cases} -2 \frac{\mu}{L} R_0 C_K V_0^2 & \text{für } \Delta G < G_0 \\ \Delta V - |V_0| & \text{für } \Delta G \geq G_0 \end{cases} \quad (26)$$

Diese Zweiteilung der Bereiche sowie die quadratische und lineare Abhängigkeit der Zentralkontaktspannung beschreibt sehr gut das gemessene Verhalten.

Ausgehend von den Gleichungen (24) und (26) ergeben sich Designrichtlinien für TSD-Bauelemente. Nach Gleichung (24) ist V_c umso negativer, je größer R_0 und C_K sind. Ein großes

R_0 ergibt sich bei geringer Ladungsträgerdichte und schmalen Kanälen. Die Koppelkapazität lässt sich durch einen möglichst kleinen Abstand zwischen den Ästen sowie der Einbringung eines Dielektrikums realisieren.

Die mit Hilfe der TSD-Bauelemente gewonnenen Erkenntnisse zeigen, dass für die Gleichrichtcharakteristik von Dreikontaktbauelementen in Push-Pull-Konfiguration keine zwingende Abhängigkeit vom Transportvorgang besteht. Daraus ergibt sich keine Notwendigkeit für ballistische Effekte, was die kritischen Dimensionen erhöht und die Prozessierung vereinfacht.

KAPITEL 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden auf Basis von Aluminiumgalliumnitrid/Galliumnitrid-Heterosystemen verschiedene Bauelemente vorgestellt. Es wurde erläutert, wie diese Bauelemente hergestellt werden. Dabei lag ein Schwerpunkt auf so genannten *Three-Terminal Junction* (TTJ) Bauelementen. Diese bestehen aus drei verbundenen Nanodrähten. Diese Gleichrichtbauelemente wurden auf drei verschiedenen Schichtsystemen realisiert, erstmalig wurde die Technologie in ein Heterosystem auf einen Siliziumträger übertragen. Die hergestellten Bauelemente wurden elektrisch in Push-Pull- und Transistor-Konfiguration gemessen. Es konnte ein negatives Gleichrichtverhalten nachgewiesen werden, wie es zuvor auch von anderen Materialsystemen berichtet wurde. Dieses wurde in Abhängigkeit von TTJ-Geometrie und Temperatur untersucht. Darüber hinaus wurde erstmalig ein positives Gleichrichtverhalten beobachtet und untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass es sich um einen kontinuierlichen Übergang von negativer zu positiver Gleichrichtung der Zentralkontaktspannung im Push-Pull-Betrieb handelt. Die Ausgangscharakteristik kann über die Geometrie des Bauelements eingestellt werden. Der Übergangspunkt ist temperaturabhängig. Durch Modifikation der Kontaktanordnung wurden zwei Äste des TTJ-Gleichrichtbauelements parallel geführt und so der Einfluss des Feldeffekts hervorgehoben. Das resultierende Bauelement namens *Three-terminal junction self-gating device* zeigt ohne ballistischen Transport ein sehr gutes Gleichrichtverhalten in Push-Pull-Konfiguration. Ein Modell zur Beschreibung der Übertragungsfunktion von Dreikontaktbauelementen wurde vorgestellt, in welchem die Transportart der Ladungsträger keinen Einfluss hat. Bisherige Veröffentlichungen beziehen sich auf Bauelemente, deren mittlere freie Weglängen größer als der aktive Bereich sind. Die hier vorgestellten TTJs zeigten ihre Gleichrichteigenschaften auch für Abmessungen deutlich oberhalb dieser Größe. Die theoretische Behandlung dieser Bauelementekonfiguration ist nicht vollständig.

Als verwandte Struktur wurden die *Three-terminal-junction*-Bauelemente durch Unterbrechung eines Kontakts in Transistoren mit Seitengate-Steuerung überführt. Trotz des

größeren Kanal-Gate-Abstands als in klassischen MOSFET- und HEMT-Bauelementen konnte mit Hilfe der Gatekapazität eine gute Steuerwirkung nachgewiesen werden.

Zudem wurde ein Zweikontaktbauelement, das einen material- und dotierfreien Gleichrichteffekt ermöglicht, hergestellt und untersucht. Es handelt sich dabei um eine so genannte geometrische Diode.

Die hier gezeigten Erkenntnisse zum statischen Verhalten von TTJ-Einzelbauelementen eröffnen eine große Anzahl von Anwendungsmöglichkeiten, die die bisherigen Funktionen der Schaltungstechnik bereichern können.

Zukünftig sind vor allem die Überführung zu Logikschaltungen und die Anwendung als Frequenzvervielfacher interessant. Die TTJ-Struktur selbst agiert bereits als AND Gatter [122]. Durch Hinzufügen von weiteren Ästen [146], [195], [196] oder mittels Verschaltung mehrerer Bauelemente [168], [197] ist damit die Herstellung komplexer Logik möglich. Aktive Bereiche mit lateraler Steuerung können in nur einem Lithografieschritt hergestellt werden kann. Der hier vorgestellte Übergang von negativer zu positiver Gleichrichtung ermöglicht durch Wahl des Arbeitspunktes den Abgriff von positiver und negativer Spannung am selben Bauelement.

Insbesondere die Einstellbarkeit des Maximums der Zentralkontaktspannung in positiv gleichrichtenden Dreikontaktbauelementen macht diese auch für Hochfrequenzanwendungen interessant. Für negative Gleichrichter wurde bereits eine Frequenzverdopplung nachgewiesen [52], [122], [198]. Durch das lokale Maximum der Ausgangsspannung wäre damit eine Frequenzvervierfachung möglich, wenn diese sich auch im dynamischen Verhalten zeigt.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Schörmann, „Cubic AlGa₃N, GaN structures for device application,“ Dissertation, Universität Paderborn, Paderborn, 2007.
- [2] E. Tschumak, „Cubic AlGa₃N/GaN hetero-junction field-effect transistors,“ Dissertation, Universität Paderborn, Paderborn, 2010.
- [3] L. Hiller, T. Stauden, R. M. Kemper, J. K. N. Lindner, D. J. As und J. Pezoldt, „ECR-Etching of Submicron and Nanometer Sized 3C-SiC(100) Mesa Structures,“ *Mater. Sci. Forum*, pp. 901-904, 2012.
- [4] R. M. Kemper, L. Hiller, T. Stauden, J. Pezoldt, K. Duschik, T. Niendorf, H. J. Maier, D. Meertens, K. Tillmann, D. J. As und J. Lindner, „Growth of cubic GaN on 3C-SiC/Si (001) nanostructures,“ *J. Cryst. Growth*, Bd. 378, pp. 291-294, 2013.
- [5] M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev und M. Shur, Handbook series on semiconductor parameters, Singapore; New Jersey: World Scientific, 1996.
- [6] Q. Xia, H. Xia und A. L. Ruoff, „Pressure-induced rocksalt phase of aluminum nitride: A metastable structure at ambient condition,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 73, Nr. 12, p. 8198, 1993.
- [7] W. Paszkowicz, „X-ray powder diffraction data for indium nitride,“ *Powder Diffr.*, Bd. 14, Nr. 04, pp. 258-260, 1999.
- [8] H. Neumann, „Properties of Group III Nitrides. (EMIS Datareviews Series No. 11).,“ *Crys. Res. Technol.*, Bd. 30, Nr. 7, p. 910, 1995.
- [9] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger und J. Hilsenbeck, „Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa₃N/GaN heterostructures,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 85, Nr. 6, p. 3222, 1999.
- [10] F. Bernardini, V. Fiorentini und D. Vanderbilt, „Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides,“ *Phys. Rev. B*, Bd. 56, Nr. 16, pp. R10024-R10027, 1997.
- [11] Q. Guo und A. Yoshida, „Temperature Dependence of Band Gap Change in InN and AlN,“ *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 33, Nr. Part 1, No. 5A, pp. 2453-2456, 1994.
- [12] H. Morkoç, Handbook of nitride semiconductors and devices, Weinheim: Wiley-VCH, 2008.
- [13] M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev und M. Shur, Properties of advanced semiconductor materials, New York: Wiley, 2001.

- [14] R. Dimitrov, M. Murphy, J. Smart, W. Schaff, J. R. Shealy, L. F. Eastman, O. Ambacher und M. Stutzmann, „Two-dimensional electron gases in Ga-face and N-face AlGa_N/Ga_N heterostructures grown by plasma-induced molecular beam epitaxy and metalorganic chemical vapor deposition on sapphire,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 87, Nr. 7, p. 3375, 2000.
- [15] G. Namkoong, W. Alan Doolittle, A. S. Brown, M. Losurdo, M. M. Giangregorio und G. Bruno, „The impact of substrate nitridation temperature and buffer design and synthesis on the polarity of Ga_N epitaxial films,“ *J. Cryst. Growth*, Bd. 252, Nr. 1-3, pp. 159-166, 2003.
- [16] M. Sumiya und S. Fuke, „Review of polarity determination and control of Ga_N,“ *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, Bd. 9, p. 1, 2004.
- [17] R. Collazo, S. Mita, R. Schlessler und Z. Sitar, „Polarity control of Ga_N thin films grown by metalorganic vapor phase epitaxy,“ *Phys. Status Solidi C*, Bd. 2, Nr. 7, pp. 2117-2120, 2005.
- [18] M. Stutzmann, O. Ambacher, M. Eickhoff, U. Karrer, A. Lima Pimenta, R. Neuberger, J. Schalwig, R. Dimitrov, P. J. Schuck und R. D. Grober, „Playing with Polarity,“ *Phys. Status Solidi B*, Bd. 228, Nr. 2, pp. 505-512, 2001.
- [19] A. T. Winzer, „Optische und elektronische Eigenschaften von AlGa_N/Ga_N-Heterostrukturen,“ Dissertation, Technische Universität Ilmenau, Ilmenau, 2007.
- [20] M. Feneberg, *Spektroskopie von piezoelektrischen Halbleitermaterialien für optoelektronische Anwendungen*, Göttingen: Cuvillier, 2008.
- [21] C. E. C. Wood und D. Jena, *Polarization effects in semiconductors*, New York: Springer, 2008.
- [22] S. Yoshida, „Properties of Al_xGa_{1-x}N films prepared by reactive molecular beam epitaxy,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 53, Nr. 10, p. 6844, 1982.
- [23] A. Zoroddu, F. Bernardini, P. Ruggerone und V. Fiorentini, „First-principles prediction of structure, energetics, formation enthalpy, elastic constants, polarization, and piezoelectric constants of AlN, GaN, and InN: Comparison of local and gradient-corrected density-functional theory,“ *Phys. Rev. B*, Bd. 64, Nr. 4, p. 045208, 2001.
- [24] K. Köhler, S. Müller, P. Waltereit, L. Kirste, H. P. Menner, W. Bronner und R. Quay, „Growth and electrical properties of Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures with different Al-content,“ *Phys. Status Solidi A*, Bd. 206, Nr. 11, pp. 2652-2657, 2009.
- [25] O. Klemperer, „Das Elektronengas,“ in *Einführung in die Elektronik*, Springer Berlin Heidelberg, 1933, pp. 66-80.
- [26] „Lexikon der Physik: zweidimensionales Elektronengas,“ 1998. [Online]. Available: <http://www.spektrum.de/lexikon/physik/zweidimensionales-elektronengas/15930>. [Zugriff am 10.08.2014].

- [27] B. K. Ridley, O. Ambacher und L. F. Eastman, „The polarization-induced electron gas in a heterostructure,“ *Semicond. Sci. Technol.*, Bd. 15, Nr. 3, pp. 270-271, 2000.
- [28] N. Al Mustafa, R. Granzner, V. M. Polyakov, J. Racko, M. Mikolášek, J. Breza und F. Schwierz, „The coexistence of two-dimensional electron and hole gases in GaN-based heterostructures,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 111, Nr. 4, p. 044512, 2012.
- [29] K. Tonisch, C. Buchheim, F. Niebelschütz, A. Schober, G. Gobsch, V. Cimalla, O. Ambacher und R. Goldhahn, „Piezoelectric actuation of (GaN)/AlGaN/GaN heterostructures,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 104, Nr. 8, p. 084516, 2008.
- [30] C. Buchheim, R. Goldhahn, G. Gobsch, K. Tonisch, V. Cimalla, F. Niebelschütz und O. Ambacher, „Electric field distribution in GaN/AlGaN/GaN heterostructures with two-dimensional electron and hole gas,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 92, Nr. 1, p. 013510, 2008.
- [31] K. Barnham und V. D., *Low-dimensional semiconductor structures*, Cambridge: Cambridge Univ. Press., 2008.
- [32] „nextnano³ Schrödinger-Poisson-Current solver,“ nextnano GmbH, [Online]. Available: <http://www.nextnano.de>.
- [33] T. R. Lenka und A. K. Panda, „Characteristics study of 2DEG transport properties of AlGaN/GaN and AlGaAs/GaAs-based HEMT,“ *Semicond.*, Bd. 45, Nr. 5, pp. 650-656, 2011.
- [34] J. Lu, Y. Wang, L. Ma und Z. Yu, „A new small-signal modeling and extraction method in AlGaN/GaN HEMTs,“ *Solid-State Electron.*, Bd. 52, Nr. 1, pp. 115-120, 2008.
- [35] B. Jogai, „Influence of surface states on the two-dimensional electron gas in AlGaN/GaN heterojunction field-effect transistors,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 93, Nr. 3, p. 1631, 2003.
- [36] Y. C. Kong, Y. D. Zheng, C. H. Zhou, S. L. Gu, R. Zhang, P. Han, Y. Shi und R. L. Jiang, „Two-dimensional electron gas densities in AlGaN/AlN/GaN heterostructures,“ *Appl. Phys. A*, Bd. 84, Nr. 1-2, pp. 95-98, 2006.
- [37] F. Manouchehri, P. Valizadeh und M. Z. Kabir, „Determination of subband energies and 2DEG characteristics of Al_xGa_{1-x}N/GaN heterojunctions using variational method,“ *J. Vac. Sci. Technol. A*, Bd. 32, Nr. 2, p. 021104, 2014.
- [38] V. Fiorentini, F. Bernardini und O. Ambacher, „Evidence for nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloy heterostructures,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 80, Nr. 7, p. 1204, 2002.
- [39] R. Tülek, A. Ilgaz, S. Gökden, A. Teke, M. K. Öztürk, M. Kasap, S. A. E. Özçelik und E. Özbay, „Comparison of the transport properties of high quality AlGaN/AlN/GaN and AlInN/AlN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 105, Nr. 1, p. 013707, 2009.

- [40] T. R. Lenka und A. K. Panda, „Effect of structural parameters on 2DEG density and $C \sim V$ characteristics of $Al(x)Ga(1-x)N$ (AlN/GaN-based HEMT),“ *Indian J. Pure Appl. Phys.*, Nr. Vol. 49, pp. 416-422, 2011.
- [41] Z. Jin-Feng, M. Wei, Z. Jin-Cheng und H. Yue, „The low-temperature mobility of two-dimensional electron gas in AlGaN/GaN heterostructures,“ *Chin. Phys. B*, Bd. 17, Nr. 7, pp. 2689-2695, 2008.
- [42] Y. Feng, G. Liu, S. Yang, H. Wei, X. Liu, Q. Zhu und Z. Wang, „Interface roughness scattering considering the electrical field fluctuation in undoped $Al_x Ga_{1-x} N$ /GaN heterostructures,“ *Semicond. Sci. Technol.*, Bd. 29, Nr. 4, p. 045015, 2014.
- [43] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell und M. Stutzmann, „Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaN/GaN heterostructures,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 87, Nr. 1, p. 334, 2000.
- [44] I. P. Smorchkova, C. R. Elsass, J. P. Ibbetson, R. Vetury, B. Heying, P. Fini, E. Haus, S. P. DenBaars, J. S. Speck und U. K. Mishra, „Polarization-induced charge and electron mobility in AlGaN/GaN heterostructures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 86, Nr. 8, p. 4520, 1999.
- [45] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck und U. K. Mishra, „Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 77, Nr. 2, p. 250, 2000.
- [46] P. J. Parbrook, T. Wang, M. A. Whitehead, C. N. Harrison, R. J. Lynch und R. T. Murray, „Crack formation and development in AlGaN/GaN structures,“ *Phys. Status Solidi C*, Bd. 0, Nr. 7, pp. 2055-2058, 2003.
- [47] L. K. Li, B. Turk, W. I. Wang, S. Syed, D. Simonian und H. L. Stormer, „High electron mobility AlGaN/GaN heterostructures grown on sapphire substrates by molecular-beam epitaxy,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 76, Nr. 6, p. 742, 2000.
- [48] M. Wosko, B. Paszkiewicz, R. Paszkiewicz und M. Tlaczala, „Influence of AlN spacer on the properties of AlGaN/AlN/GaN heterostructures,“ *Optica Applicata*, Nr. XLIII, Nr. 1, pp. 61-66, 2013.
- [49] C. R. Müller, „Nanoelektronische Feldeffekt-Transistoren und Quantenpunktspeicher auf der Basis von modulationsdotierten GaAs/AlGaAs Heterostrukturen,“ Dissertation, Universität Würzburg, Würzburg, 2009.
- [50] A. M. Song, M. Missous, P. Omling, A. R. Peaker, L. Samuelson und W. Seifert, „Unidirectional electron flow in a nanometer-scale semiconductor channel: A self-switching device,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 83, Nr. 9, p. 1881, 2003.

- [51] J. Mateos, B. G. Vasallo, D. Pardo und T. González, „Operation and high-frequency performance of nanoscale unipolar rectifying diodes,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 86, Nr. 21, p. 212103, 2005.
- [52] I. Iñiguez-de-la-Torre, T. González, D. Pardo, C. Gardès, Y. Roelens, S. Bollaert und J. Mateos, „Influence of the branches width on the nonlinear output characteristics of InAlAs/InGaAs-based three-terminal junctions,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 105, Nr. 9, p. 094504, 2009.
- [53] I. Iñiguez-de-la-Torre, J. Mateos, T. González, D. Pardo, J. S. Galloo, S. Bollaert, Y. Roelens und A. Cappy, „Influence of the surface charge on the operation of ballistic T-branch junctions: a self-consistent model for Monte Carlo simulations,“ *Semicond. Sci. Technol.*, Bd. 22, Nr. 6, pp. 663-670, 2007.
- [54] J. J. Freedsman, T. Kubo und T. Egawa, „Analyses of hetero-interface trapping properties in AlGaN/GaN high electron mobility transistor heterostructures grown on silicon with thick buffer layers,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 101, Nr. 1, p. 013506, 2012.
- [55] R. Vetry, N. Q. Zhang, S. Keller und U. K. Mishra, „The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaN/GaN HFETs,“ *IEEE Trans. Electron Devices*, Bd. 48, Nr. 3, pp. 560-566, 2001.
- [56] H. P. Maruska, „The preparation and properties of vapor-deposited single-crystal-line GaN,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 15, Nr. 10, p. 327, 1969.
- [57] M. Leszczynski und J. F. Walker, „Thermal expansion of gallium arsenide layers grown by molecular beam epitaxy at low temperatures,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 62, Nr. 13, p. 1484, 1993.
- [58] G. A. Slack und S. F. Bartram, „Thermal expansion of some diamondlike crystals,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 46, Nr. 1, p. 89, 1975.
- [59] W. M. Yim und R. J. Paff, „Thermal expansion of AlN, sapphire, and silicon,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 45, Nr. 3, p. 1456, 1974.
- [60] T. Tanaka, A. Watanabe, H. Amano, Y. Kobayashi, I. Akasaki, S. Yamazaki und M. Koike, „p-type conduction in Mg-doped GaN and Al_{0.08}Ga_{0.92}N grown by metalorganic vapor phase epitaxy,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 65, Nr. 5, p. 593, 1994.
- [61] E. Frayssinet, W. Knap, P. Lorenzini, N. Grandjean, J. Massies, C. Skierbiszewski, T. Suski, I. Grzegory, S. Porowski, G. Simin, X. Hu, M. A. Khan, M. S. Shur, R. Gaska und D. Maude, „High electron mobility in AlGaN/GaN heterostructures grown on bulk GaN substrates,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 77, Nr. 16, p. 2551, 2000.

- [62] C. R. Elsass, I. P. Smorchkova, B. Heying, E. Haus, P. Fini, K. Maranowski, J. P. Ibbetson, S. Keller, P. M. Petroff, S. P. DenBaars, U. K. Mishra und J. S. Speck, „High mobility two-dimensional electron gas in AlGa_N/Ga_N heterostructures grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 74, Nr. 23, p. 3528, 1999.
- [63] R. Gaska, J. W. Yang, A. Osinsky, Q. Chen, M. A. Khan, A. O. Orlov, G. L. Snider und M. S. Shur, „Electron transport in AlGa_N–Ga_N heterostructures grown on 6H–SiC substrates,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 72, Nr. 6, p. 707, 1998.
- [64] F. Semond, P. Lorenzini, N. Grandjean und J. Massies, „High-electron-mobility AlGa_N/Ga_N heterostructures grown on Si(111) by molecular-beam epitaxy,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 78, Nr. 3, p. 335, 2001.
- [65] Y. Q. Tao, D. J. Chen, Y. C. Kong, B. Shen, Z. L. Xie, P. Han, R. Zhang und Y. D. Zheng, „High-temperature transport properties of 2DEG in AlGa_N/Ga_N heterostructures,“ *J. Electron. Mater.*, Bd. 35, Nr. 4, pp. 722-725, 2006.
- [66] L. K. Li, J. Alpering, W. I. Wang, D. C. Look und D. C. Reynolds, „High mobility AlGa_N/Ga_N heterostructures grown by gas-source molecular beam epitaxy,“ *J. Vac. Sci. Technol. B*, Bd. 16, Nr. 3, p. 1275, 1998.
- [67] K. Schmidt, M. Versen, U. Kunze, D. Reuter und A. Wieck, „Electron transport through a single InAs quantum dot,“ *Phys. Rev. B*, Bd. 62, Nr. 23, pp. 15879-15887, 2000.
- [68] J. B. Webb, H. Tang, S. Rolfe und J. A. Bardwell, „Semi-insulating C-doped Ga_N and high-mobility AlGa_N/Ga_N heterostructures grown by ammonia molecular beam epitaxy,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 75, Nr. 7, p. 953, 1999.
- [69] D. Broxtermann, M. Sivilis, J. Malindretos und A. Rizzi, „MBE growth of high electron mobility 2DEGs in AlGa_N/Ga_N heterostructures controlled by RHEED,“ *AIP Adv.*, Bd. 2, Nr. 1, p. 012108, 2012.
- [70] G. Koblmüller, R. M. Chu, A. Raman, U. K. Mishra und J. S. Speck, „High-temperature molecular beam epitaxial growth of AlGa_N/Ga_N on Ga_N templates with reduced interface impurity levels,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 107, Nr. 4, p. 043527, 2010.
- [71] S. W. Kaun, P. G. Burke, M. Hoi Wong, E. C. H. Kyle, U. K. Mishra und J. S. Speck, „Effect of dislocations on electron mobility in AlGa_N/Ga_N and AlGa_N/Al_N/Ga_N heterostructures,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 101, Nr. 26, p. 262102, 2012.
- [72] A. M. Khan, Q. Chen, C. J. Sun, M. Shur und B. Gelmont, „Two-dimensional electron gas in Ga_N–AlGa_N heterostructures deposited using trimethylamine-alane as the aluminum source in low pressure metalorganic chemical vapor deposition,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 67, Nr. 10, p. 1429, 1995.

- [73] J. M. Redwing, M. A. Tischler, J. S. Flynn, S. Elhamri, M. Ahoujja, R. S. Newrock und W. C. Mitchel, „Two-dimensional electron gas properties of AlGa_N/Ga_N heterostructures grown on 6H-SiC and sapphire substrates,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 69, Nr. 7, p. 963, 1996.
- [74] R. Gaska, M. S. Shur, A. D. Bykhovski, A. O. Orlov und G. L. Snider, „Electron mobility in modulation-doped AlGa_N-Ga_N heterostructures,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 74, Nr. 2, p. 287, 1999.
- [75] E. C. H. Kyle, S. W. Kaun, P. G. Burke, F. Wu, Y.-R. Wu und J. S. Speck, „High-electron-mobility Ga_N grown on free-standing Ga_N templates by ammonia-based molecular beam epitaxy,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 115, Nr. 19, p. 193702, 2014.
- [76] L. Hiller, K. Tonisch und J. Pezoldt, „SiC/Si Pseudosubstrates for AlGa_N Nanoelectronic Devices,“ *Mater. Sci. Forum 740-742*, pp. 1119-1122, 2013.
- [77] C. Förster, V. Cimalla, O. Ambacher und J. Pezoldt, „Low Temperature Chemical Vapor Deposition of 3C-SiC on Si Substrates,“ *Mater. Sci. Forum*, pp. 201-204, 2005.
- [78] L. Hiller und J. Pezoldt, „AlGa_N/Ga_N Three-Terminal Junction Devices for Rectification and Transistor Applications on 3C-SiC/Si Pseudosubstrates,“ *IEEE Trans. Electron Devices*, Bd. 60, Nr. 10, pp. 3047-3052, 2013.
- [79] L. Guo, X. Wang, C. Wang, H. Xiao, J. Ran, W. Luo, X. Wang, B. Wang, C. Fang und G. Hu, „The influence of 1nm AlN interlayer on properties of the Al_{0.3}Ga_{0.7}N/AlN/GaN HEMT structure,“ *Microelectron. J.*, Bd. 39, Nr. 5, pp. 777-781, 2008.
- [80] S. Müller, K. Köhler, R. Kiefer, R. Quay, M. Baeumler und L. Kirste, „Growth of AlGa_N/Ga_N based electronic device structures with semi-insulating Ga_N buffer and AlN interlayer,“ *Phys. Status Solidi C*, Bd. 2, Nr. 7, pp. 2639-2642, 2005.
- [81] N. Baron, Y. Cordier, S. Chenot, P. Vennéguès, O. Tottereau, M. Leroux, F. Semond und J. Massies, „The critical role of growth temperature on the structural and electrical properties of AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistor heterostructures grown on Si(111),“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 105, Nr. 3, p. 033701, 2009.
- [82] M. E. Okhuysen, M. S. Mazzola und Y.-H. Lo, „Low Temperature Growth of 3C-SiC on Silicon for Advanced Substrate Development,“ *Mater. Sci. Forum*, pp. 305-308, 2000.
- [83] Y. Fu, Y. T. Moon, F. Yun, Ü. Özgür, J. Q. Xie, S. Doğan, H. Morkoç, C. K. Inoki, T. S. Kuan, L. Zhou und D. J. Smith, „Effectiveness of TiN porous templates on the reduction of threading dislocations in Ga_N overgrowth by organometallic vapor-phase epitaxy,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 86, Nr. 4, p. 043108, 2005.
- [84] D. Zubia, S. H. Zaidi, Brueck, S. R. J. und S. D. Hersee, „Nanoheteroepitaxial growth of Ga_N on Si by organometallic vapor phase epitaxy,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 76, Nr. 7, p. 858, 2000.

- [85] R. M. Kemper, L. Hiller, T. Stauden, J. Pezoldt, D. Meertens, M. Luysberg, K. Tillmann, T. Riedl, D. J. As und Lindner, J. K. N., „TEM investigation of GaN thin films grown on nanostructured 3C-SiC/Si(001) substrates,“ *European Microscopy Congress (EMC) 2012, Manchester, UK, 16.-21.09.*, 2012.
- [86] D. W. Kim, H. Y. Lee, B. J. Park, H. S. Kim, Y. J. Sung, S. H. Chae, Y. W. Ko und G. Y. Yeom, „High rate etching of 6H-SiC in SF₆-based magnetically-enhanced inductively coupled plasmas,“ *Thin Solid Films*, pp. 100-104, 2004.
- [87] J. W. Palmour, „Dry etching of β -SiC in CF₄ and CF₄+O₂ mixtures,“ *J. Vac. Sci. Technol. A*, Bd. 4, Nr. 3, p. 590, 1986.
- [88] G. F. McLane und J. R. Flemish, „High etch rates of SiC in magnetron enhanced SF₆ plasmas,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 68, Nr. 26, p. 3755, 1996.
- [89] G. McDaniel, „Comparison of dry etch chemistries for SiC,“ *J. Vac. Sci. Technology A*, Bd. 15, Nr. 3, p. 885, 1997.
- [90] J. J. Wang, E. S. Lambers, S. J. Pearton, M. Ostling, C.-M. Zetterling, J. M. Grow, F. Ren und R. J. Shul, „ICP etching of SiC,“ *Solid-State Electron.*, Bd. 42, Nr. 12, pp. 2283-2288, 1998.
- [91] C. Förster, V. Cimalla, V. Lebedev, J. Pezoldt, K. Brueckner, R. Stephan, M. Hein, E. Aperathitis und O. Ambacher, „Group III-nitride and SiC based micro- and nanoelectromechanical resonators for sensor applications,“ *Phys. Status Solidi A*, Bd. 203, Nr. 7, pp. 1829-1833, 2006.
- [92] F. Niebelschütz, T. Stauden, K. Tonisch und J. Pezoldt, „Temperature Facilitated ECR-Etching for Isotropic SiC Structuring,“ *Mater. Sci. Forum*, Bd. 645, pp. 849-852, 2010.
- [93] T. Stauden, F. Niebelschütz, K. Tonisch, V. Cimalla, G. Ecke, C. Haupt und J. Pezoldt, „Isotropic Etching of SiC,“ *Mater. Sci. Forum*, Bd. 600, pp. 651-654, 2009.
- [94] L. Hiller, T. Stauden, R. M. Kemper, J. K. N. Lindner, D. J. As und J. Pezoldt, „Hydrogen Effects in ECR-Etching of 3C-SiC(100) Mesa Structures,“ *Mater. Sci. Forum*, pp. 730-733, 2014.
- [95] J. R. Flemish, „Profile and Morphology Control during Etching of SiC Using Electron Cyclotron Resonant Plasmas,“ *J. Electrochem. Soc.*, Bd. 143, Nr. 8, p. 2620, 1996.
- [96] J. R. Flemish, K. Xie und J. H. Zhao, „Smooth etching of single crystal 6H-SiC in an electron cyclotron resonance plasma reactor,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 64, Nr. 17, p. 2315, 1994.
- [97] P. H. Yih und A. J. Steckl, „Effects of Hydrogen Additive on Obtaining Residue-Free Reactive Ion Etching of β -SiC in Fluorinated Plasmas,“ *J. Electrochem. Soc.*, Bd. 140, Nr. 6, pp. 1813-1824, 1993.

- [98] N. Chaturvedi, U. Zeimer, J. Würfl und G. Tränkle, „Mechanism of ohmic contact formation in AlGaN/GaN high electron mobility transistors,“ *Semicond. Sci. Technol.*, Bd. 21, Nr. 2, pp. 175-179, 2006.
- [99] S. N. Mohammad, „Contact mechanisms and design principles for nonalloyed ohmic contacts to n-GaN,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 95, Nr. 9, p. 4856, 2004.
- [100] B. Jacobs, M. Kramer, E. J. Geluk und F. Karouta, „Optimisation of the Ti/Al/Ni/Au ohmic contact on AlGaN/GaN FET structures,“ *J. Cryst. Growth*, Bd. 241, Nr. 1-2, pp. 15-18, 2002.
- [101] S. J. Cai, R. Li, Y. L. Chen, L. Wong, W. G. Wu, S. G. Thomas und K. L. Wang, „High performance AlGaN/GaN HEMT with improved Ohmic contacts,“ *Electron. Lett.*, Bd. 34, Nr. 24, p. 2354, 1998.
- [102] M. W. Fay, G. Moldovan, P. D. Brown, I. Harrison, J. C. Birbeck, B. T. Hughes, M. J. Uren und T. Martin, „Structural and electrical characterization of AuTiAlTi/AlGaN/GaN ohmic contacts,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 92, Nr. 1, p. 94, 2002.
- [103] W. Yan, R. Zhang, Y. Du, W. Han und F. Yang, „Analysis of the ohmic contacts of Ti/Al/Ni/Au to AlGaN/GaN HEMTs by the multi-step annealing process,“ *J. Semicond.*, Bd. 33, Nr. 6, p. 064005, 2012.
- [104] P. Dominique Drouin, „CASINO Software,“ [Online]. Available: <http://www.gel.usherbrooke.ca/casino>. [Zugriff am 01.10.2009].
- [105] K. D. Cummings, „Charging effects from electron beam lithography,“ *J. Vac. Sci. Technol. B*, Bd. 7, Nr. 6, p. 1536, 1989.
- [106] K. D. Cummings, „A study of deposited charge from electron beam lithography,“ *J. Vac. Sci. Technol. B*, Bd. 8, Nr. 6, p. 1786, 1990.
- [107] J. Ingino, „Workpiece charging in electron beam lithography,“ *J. Vac. Sci. Technol. B*, Bd. 12, Nr. 3, p. 1367, 1994.
- [108] W. Liu, „Resist charging in electron beam lithography,“ *J. Vac. Sci. Technol. B*, Bd. 13, Nr. 5, p. 1979, 1995.
- [109] J. Wang, L. Sun, J. Liu und M. Zhou, „A surface-potential-based model for AlGaN/AlN/GaN HEMT,“ *J. Semicond.*, Bd. 34, Nr. 9, p. 094002, 2013.
- [110] K. Wilder, „Electron beam and scanning probe lithography: A comparison,“ *J. Vac. Sci. Technol. B*, Bd. 16, Nr. 6, p. 3864, 1998.
- [111] Chang, T. H. P., „Proximity effect in electron-beam lithography,“ *J. Vac. Sci. Technol.*, Bd. 12, Nr. 6, p. 1271, 1975.

- [112] S. A. Rishton, „Point exposure distribution measurements for proximity correction in electron beam lithography on a sub-100 nm scale,“ *J. Vac. Sci. Technol. B*, Bd. 5, Nr. 1, p. 135, 1987.
- [113] M. Parikh, „Corrections to proximity effects in electron beam lithography. I. Theory,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 50, Nr. 6, p. 4371, 1979.
- [114] G. Owen und P. Rissman, „Proximity effect correction for electron beam lithography by equalization of background dose,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 54, Nr. 6, p. 3573, 1983.
- [115] S. J. Wind, M. G. Rosenfield, G. Pepper, W. W. Molzen und Gerber P.D., „Proximity correction for electron beam lithography using a three-Gaussian model of the electron energy distribution,“ *J. Vac. Sci. Technol. B*, Bd. 7, Nr. 6, p. 1507, 1989.
- [116] K. Ogino, H. Hoshino, Y. Machida, M. Osawa, H. Arimoto, K. Takahashi und H. Yamashita, „High-performance proximity effect correction for sub-70 nm design rule system on chip devices in 100 kV electron projection lithography,“ *J. Vac. Sci. Technol. B*, Bd. 21, Nr. 6, p. 2663, 2003.
- [117] A. E. Grigorescu und C. W. Hagen, „Resists for sub-20-nm electron beam lithography with a focus on HSQ: state of the art,“ *Nanotechnol.*, Bd. 20, Nr. 29, p. 292001, 2009.
- [118] A. E. Grigorescu, van der Krogt, M.C., C. W. Hagen und P. Kruit, „10nm lines and spaces written in HSQ, using electron beam lithography,“ *Microelectron. Eng.*, Bd. 84, Nr. 5-8, pp. 822-824, 2007.
- [119] ALLRESIST GmbH - Strausberg und Germany, „Produkte Sonderanfertigungen und Experimentalmuster,“ [Online]. Available: <http://www.allresist.de/produkte/produkte-sonderanfertigungen-und-experimentalmuster/>. [Zugriff am 10.06.2014].
- [120] D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, Frost, J E F, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie und Jones, G A C, „One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance,“ *J. Phys. C*, Bd. 21, Nr. 8, pp. L209-L214, 1988.
- [121] B. van Wees, H. van Houten, C. Beenakker, J. Williamson, L. Kouwenhoven, van der Marel, D. und C. Foxon, „Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas,“ *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 60, Nr. 9, pp. 848-850, 1988.
- [122] H. Q. Xu, „Electrical properties of three-terminal ballistic junctions,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 78, Nr. 14, p. 2064, 2001.
- [123] R. Göckeritz, K. Tonisch, W. Jatal, L. Hiller, F. Schwierz und J. Pezoldt, „Side Gate Graphene and AlGaN/GaN Unipolar Nanoelectronic Devices,“ *Adv. Mater. Res.*, Bd. 324, pp. 427-430, 2011.
- [124] R. Göckeritz, „Three-Terminal Junctions aus Graphen und AlGaN/GaN-Heterostrukturen,“ Masterarbeit, Technische Universität Ilmenau, Ilmenau, 2011.

- [125] C. R. Müller, L. Worschech, S. Hofling und A. Forchel, „Characterization of Three-Terminal Junctions Operated as In-Plane Gated Field-Effect Transistors,“ *IEEE Trans. Electron Devices*, Bd. 56, Nr. 2, pp. 306-311, 2009.
- [126] R. Lewén, I. Maximov, I. Shorubalko, L. Samuelson, L. Thylén und H. Q. Xu, „High frequency characterization of a GaInAs/InP electronic waveguide T-branch switch,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 91, Nr. 4, p. 2398, 2002.
- [127] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard und W. Wiegmann, „Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 33, Nr. 7, p. 665, 1978.
- [128] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii und K. Nanbu, „A New Field-Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As Heterojunctions,“ *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 19, Nr. 5, pp. L225-L227, 1980.
- [129] G. Bergmann, „Field-Induced Resistance Minimum in Palladium with Lattice Defects,“ *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 43, Nr. 18, pp. 1357-1360, 1979.
- [130] A. B. Fowler, „Signal translating device“. Patent US Patent 4,550,330, 1985.
- [131] L. Geerligs, V. Anderegg, P. Holweg, J. Mooij, H. Pothier, D. Esteve, C. Urbina und M. Devoret, „Frequency-locked turnstile device for single electrons,“ *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 64, Nr. 22, pp. 2691-2694, 1990.
- [132] G. Zimmerli, R. L. Kautz und J. M. Martinis, „Voltage gain in the single-electron transistor,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 61, Nr. 21, p. 2616, 1992.
- [133] U. Meirav, M. Kastner und S. Wind, „Single-electron charging and periodic conductance resonances in GaAs nanostructures,“ *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 65, Nr. 6, pp. 771-774, 1990.
- [134] K. Nakazato, T. J. Thornton, J. White und H. Ahmed, „Single-electron effects in a point contact using side-gating in delta-doped layers,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 61, Nr. 26, p. 3145, 1992.
- [135] H. Morkoç, GaN-based optical and electronic devices, Bd. vol. 3, Weinheim: Wiley-VCH, 2008.
- [136] S. Haan, A. Lorke, J. Kotthaus, M. Bichler und W. Wegscheider, „Quantized transport in ballistic rectifiers: sign reversal and step-like output,“ *Physica E*, Bd. 21, Nr. 2-4, pp. 916-920, 2004.
- [137] M. J. Gilbert und S. K. Banerjee, „Ballistic to Diffusive Crossover in III/V Nanowire Transistors,“ *IEEE Trans. Electron Devices*, Bd. 54, Nr. 4, pp. 645-653, 2007.
- [138] D. K. Ferry, „Applied physics. Ohm's law in a quantum world,“ *Science (New York, N.Y.)*, Bd. 335, Nr. 6064, pp. 45-46, 2012.

- [139] J. R. Barker, D. K. Ferry und H. L. Grubin, „On the nature of ballistic transport in short-channel semiconductor devices,“ *IEEE Electron Device Lett.*, Bd. 1, Nr. 10, pp. 209-210, 1980.
- [140] M. S. Shur und L. F. Eastman, „Near ballistic electron transport in GaAs devices at 77°K,“ *Solid-State Electron.*, Bd. 24, Nr. 1, pp. 11-18, 1981.
- [141] M. Heiblum, M. Nathan, D. Thomas und C. Knodler, „Direct Observation of Ballistic Transport in GaAs,“ *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 55, Nr. 20, pp. 2200-2203, 1985.
- [142] J. Spector, H. L. Stormer, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer und K. W. West, „Ballistic electron transport beyond 100 microm IN 2D electron systems,“ *Surf. Sci.*, Bd. 228, Nr. 1-3, pp. 283-285, 1990.
- [143] L. Worschech, D. Hartmann, S. Lang, D. Spanheimer, C. R. Müller und A. Forchel, „Nonlinear Transport Properties of Electron Y-Branch Switches,“ in *Adv. Solid State Phys.*, pp. 306-316, 2009.
- [144] K. Hieke und M. Ulfward, „Nonlinear operation of the Y-branch switch: Ballistic switching mode at room temperature,“ *Phys. Rev. B*, Bd. 62, Nr. 24, pp. 16727-16730, 2000.
- [145] L. Worschech, D. Hartmann, S. Reitzenstein und A. Forchel, „Nonlinear properties of ballistic nanoelectronic devices,“ *J. Phys.: Condens. Matter*, Bd. 17, Nr. 29, pp. R775-R802, 2005.
- [146] S. Reitzenstein, „Monolithische Halbleiternanostrukturen als ballistische Verstärker und logische Gatter,“ Dissertation, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Würzburg, 2004.
- [147] D. Wallin, I. Shorubalko, H. Q. Xu und A. Cappy, „Nonlinear electrical properties of three-terminal junctions,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 89, Nr. 9, p. 092124, 2006.
- [148] R. Landauer, „Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction,“ *IBM J. Res. Dev.*, Bd. 32, Nr. 3, pp. 306-316, 1988.
- [149] M. Büttiker, A. Prêtre und H. Thomas, „Dynamic conductance and the scattering matrix of small conductors,“ *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 70, Nr. 26, pp. 4114-4117, 1993.
- [150] P. R. Bandaru, C. Daraio, S. Jin und A. M. Rao, „Novel electrical switching behaviour and logic in carbon nanotube Y-junctions,“ *Nat. Mater.*, Bd. 4, Nr. 9, pp. 663-666, 2005.
- [151] P. R. Bandaru, „Electrical characterization of carbon nanotube Y-junctions: a foundation for new nanoelectronics,“ *J. Mater. Sci.*, Bd. 42, Nr. 5, pp. 1809-1818, 2007.
- [152] van der Pauw, L. J., „A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape,“ *Philips Res. Rep.*, Nr. 13, pp. 1-9, 1958.
- [153] A. Goetzberger und R. M. Scarlett, Research and investigation of inverse epitaxial UHF power transistors, Ft. Belvoir: Defense Technical Information Center, p. 152, 1964.

- [154] G. K. Reeves und H. B. Harrison, „Obtaining the specific contact resistance from transmission line model measurements,“ *IEEE Electron Device Lett.*, Bd. 3, Nr. 5, pp. 111-113, 1982.
- [155] C. Beenakker und H. van Houten, „Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures,“ in *Semicond. Heterostruct. Nanostruct.*, Bd. 44, Elsevier, 1991, pp. 1-228.
- [156] H. Irie, Q. Diduck, M. Margala, R. Sobolewski und M. J. Feldman, „Nonlinear characteristics of T-branch junctions: Transition from ballistic to diffusive regime,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 93, Nr. 5, p. 053502, 2008.
- [157] J. Mateos, B. G. Vasallo, D. Pardo, T. Gonzalez, E. Pichonat, J.-S. Galloo, S. Bollaert, Y. Roelens und A. Cappy, „Nonlinear Effects in T-Branch Junctions,“ *IEEE Electron Device Lett.*, Bd. 25, Nr. 5, pp. 235-237, 2004.
- [158] L. Bednarz, Rashmi, P. Simon, I. Huynen, T. Gonzalez und J. Mateos, „Negative Differential Transconductance and Nonreciprocal Effects in a Y-Branch Nanojunction: High-Frequency Analysis,“ *IEEE Trans. Nanotechnol.*, Bd. 5, Nr. 6, pp. 750-757, 2006.
- [159] W. Kim, P. Pasanen, J. Riikonen und H. Lipsanen, „Nonlinear behavior of three-terminal graphene junctions at room temperature,“ *Nanotechnol.*, Bd. 23, Nr. 11, p. 115201, 2012.
- [160] M. Koyama, T. Inoue, N. Amano, T. Maemoto, S. Sasa und M. Inoue, „Nonlinear electron transport in InAs/AlGaSb three-terminal ballistic junctions,“ *J. Phys. Conf. Ser.*, Bd. 109, p. 012023, 2008.
- [161] T. Sadi, F. Dessenne und J.-L. Thobel, „Three-dimensional Monte Carlo study of three-terminal junctions based on InGaAs/InAlAs heterostructures,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 105, Nr. 5, p. 053707, 2009.
- [162] W. Shockley, „Hot Electrons in Germanium and Ohm's Law,“ *Bell System Technical Journal*, Nr. 30, pp. 990-1034, 1951.
- [163] I. A. Khan und J. A. Cooper, „Measurement of High Field Electron Transport in Silicon Carbide,“ *Mater. Sci. Forum*, Nr. 264-268, pp. 509-512, 1998.
- [164] W. D. Hu, X. S. Chen, Z. J. Quan, X. M. Zhang, Y. Huang, C. S. Xia, W. Lu und Ye P. D., „Simulation and optimization of GaN-based metal-oxide-semiconductor high-electron-mobility-transistor using field-dependent drift velocity model,“ *J. Appl. Phys.*, Nr. 102, p. 034502, 2007.
- [165] J. M. Barker, D. K. Ferry, D. D. Koleske und R. J. Shul, „Bulk GaN and AlGaIn/GaN heterostructure drift velocity measurements and comparison to theoretical models,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 97, Nr. 6, p. 063705, 2005.
- [166] T. Ihn, *Semiconductor nanostructures*, Oxford; New York: Oxford University Press, 2010.

- [167] H. Q. Xu, „Diode and transistor behaviors of three-terminal ballistic junctions,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 80, Nr. 5, p. 853, 2002.
- [168] H. Q. Xu, I. Shorubalko, D. Wallin, I. Maximov, P. Omling, L. Samuelson und W. Seifert, „Novel Nanoelectronic Triodes and Logic Devices With TBJs,“ *IEEE Electron Device Lett.*, Bd. 25, Nr. 4, pp. 164-166, 2004.
- [169] L. Worschech, S. Reitzenstein, P. Hartmann, S. Kaiser, M. Kamp und A. Forchel, „Self-switching of branched multiterminal junctions: a ballistic half-adder,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 83, Nr. 12, p. 2462, 2003.
- [170] S. Reitzenstein, L. Worschech, P. Hartmann und A. Forchel, „Logic AND/NAND gates based on three-terminal ballistic junctions,“ *Electron. Lett.*, Bd. 38, Nr. 17, p. 951, 2002.
- [171] D. Hartmann, S. Reitzenstein, L. Worschech und A. Forchel, „Static memory element based on electron Y-branch switch,“ *Electron. Lett.*, Bd. 41, Nr. 6, p. 303, 2005.
- [172] C. R. Müller, L. Worschech, P. Hopfner, S. Hofling und A. Forchel, „Monolithically Integrated Logic Gate Based on GaAs/AlGaAs Three-Terminal Junctions,“ *IEEE Electron Device Lett.*, Bd. 28, Nr. 10, pp. 859-861, 2007.
- [173] J. Mateos, B. G. Vasallo, D. Pardo, T. Gonzalez, J. Galloo, S. Bollaert, Y. Roelens und A. Cappy, „Microscopic modeling of nonlinear transport in ballistic nanodevices,“ *IEEE Trans. Electron Devices*, Bd. 50, Nr. 9, pp. 1897-1905, 2003.
- [174] Z. Lin, W. Lu, J. Lee, D. Liu, J. S. Flynn und G. R. Brandes, „Influence of annealed ohmic contact metals on polarisation of AlGaN barrier layer,“ *Electron. Lett.*, Bd. 39, Nr. 19, p. 1412, 2003.
- [175] B. Delley und E. F. Steigmeier, „Size dependence of band gaps in silicon nanostructures,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 67, Nr. 16, p. 2370, 1995.
- [176] N. Maeda, K. Tsubaki, T. Saitoh und N. Kobayashi, „High-temperature electron transport properties in AlGaN/GaN heterostructures,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 79, Nr. 11, p. 1634, 2001.
- [177] A. M. Song, „Electron ratchet effect in semiconductor devices and artificial materials with broken centrosymmetry,“ *Appl. Phys. A*, Bd. 75, Nr. 2, pp. 229-235, 2002.
- [178] D. Dragoman und M. Dragoman, „Geometrically induced rectification in two-dimensional ballistic nanodevices,“ *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Bd. 46, Nr. 5, p. 055306, 2013.
- [179] Z. Zhu, S. Joshi, S. Grover und G. Moddel, „Graphene geometric diodes for terahertz rectennas,“ *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Bd. 46, Nr. 18, p. 185101, 2013.
- [180] P. Zhang und Hung, D. M. H., „An analytical model for ballistic diode based on asymmetric geometry,“ *J. Appl. Phys.*, Nr. 115, p. 204908, 2014.

- [181] A. D. Wieck und K. Ploog, „In-plane-gated quantum wire transistor fabricated with directly written focused ion beams,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 56, Nr. 10, p. 928, 1990.
- [182] J. Nieder, A. D. Wieck, P. Grambow, H. Lage, D. Heitmann, K. v. Klitzing und K. Ploog, „One-dimensional lateral-field-effect transistor with trench gate-channel insulation,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 57, Nr. 25, p. 2695, 1990.
- [183] A. D. Wieck und K. Ploog, „High transconductance in-plane-gated transistors,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 61, Nr. 9, p. 1048, 1992.
- [184] A. Tilke, R. H. Blick, H. Lorenz und J. P. Kotthaus, „Single-electron tunneling in highly doped silicon nanowires in a dual-gate configuration,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 89, Nr. 12, p. 8159, 2001.
- [185] B. Hähnlein, B. Händel, J. Pezoldt, H. Töpfer, R. Granzner und F. Schwierz, „Side-gate graphene field-effect transistors with high transconductance,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 101, Nr. 9, p. 093504, 2012.
- [186] P. M. Campbell, E. S. Snow und P. J. McMarr, „Fabrication of nanometer-scale side-gated silicon field effect transistors with an atomic force microscope,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 66, Nr. 11, p. 1388, 1995.
- [187] F. Schwierz und J. J. Liou, „RF transistors: Recent developments and roadmap toward terahertz applications,“ *Solid-State Electron.*, Bd. 51, Nr. 8, pp. 1079-1091, 2007.
- [188] R. A. Pucel, H. A. Haus und H. Statz, „Signal and Noise Properties of Gallium Arsenide Microwave Field-Effect Transistors,“ Bd. 38, Elsevier, 1975, pp. 195-265.
- [189] W. R. Smythe, *Static and dynamic electricity*, 3rd ed., rev. print Hrsg., New York: Hemisphere Pub. Corp., pp. 102-104, 1989.
- [190] K. Eisenbeiser, J. M. Finder, Z. Yu, J. Ramdani, J. A. Curless, J. A. Hallmark, R. Droopad, W. J. Ooms, L. Salem, S. Bradshaw und C. D. Overgaard, „Field effect transistors with SrTiO₃ gate dielectric on Si,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 76, Nr. 10, p. 1324, 2000.
- [191] M. A. Khan, X. Hu, A. Tarakji, G. Simin, J. Yang, R. Gaska und M. S. Shur, „AlGa_N/Ga_N metal-oxide-semiconductor heterostructure field-effect transistors on SiC substrates,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 77, Nr. 9, p. 1339, 2000.
- [192] S. Khandelwal und T. A. Fjeldly, „A physics based compact model of gate capacitance in AlGa_N/Ga_N HEMT devices,“ *8th International Caribbean Conference on Devices, Circuits and Systems (ICCDACS) 2012, Playa del Carmen, 14.-17.03.*, pp. 1-4, 2012.
- [193] T. Müller, A. Lorke, Q. T. Do, F. J. Tegude, D. Schuh und W. Wegscheider, „A three-terminal planar selfgating device for nanoelectronic applications,“ *Solid-State Electron.*, Bd. 49, Nr. 12, pp. 1990-1995, 2005.

- [194] J.-O. Wesström, „Self-Gating Effect in the Electron Y-Branch Switch,“ *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 82, Nr. 12, pp. 2564-2567, 1999.
- [195] D. Wallin und H. Q. Xu, „Electrical properties and logic function of multibranch junction structures,“ *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 86, Nr. 25, p. 253510, 2005.
- [196] V. Kaushal, I. Iñiguez-de-la-Torre und M. Margala, „Room temperature nonlinear ballistic nanodevices for logic applications,“ *Device Research Conference (DRC) 2010, South Bend, IN, 21.-23.06.*, pp. 115-116, 2010.
- [197] T. Palm und L. Thylén, „Designing logic functions using an electron waveguide Y-branch switch,“ *J. Appl. Phys.*, Bd. 79, Nr. 10, p. 8076, 1996.
- [198] I. Shorubalko, H. Q. Xu, I. Maximov, D. Nilsson, R. Omling, L. Samuelson und W. Seifert, „A novel frequency-multiplication device based on three-terminal ballistic junction,“ *IEEE Electron Dev. Lett.*, Bd. 23, Nr. 7, pp. 377-379, 2002.

Persönliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder anderer Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ich bin darauf hingewiesen worden, dass die Unrichtigkeit der vorstehenden Erklärung als Täuschungsversuch bewertet wird und gemäß § 7 Abs. 10 der Promotionsordnung den Abbruch des Promotionsverfahrens zur Folge hat.

Rudolstadt, den 29.10.2014

Lars Hiller