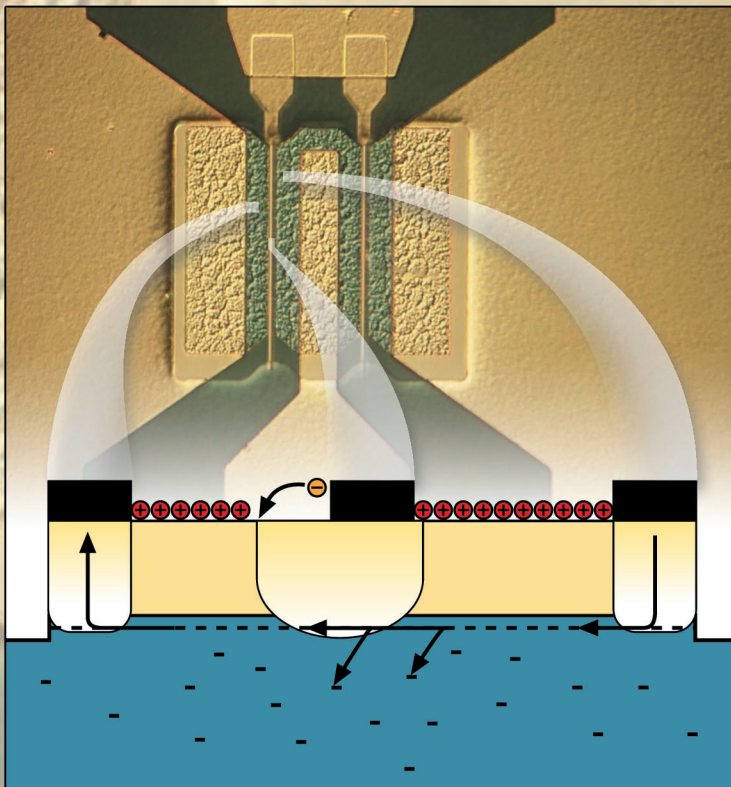


Störstellen in Galliumnitrid-basierenden Transistoren

Mike Jean Wolter



Forschungszentrum Jülich GmbH
Institut für Schichten und Grenzflächen
Institut 1: Halbleiterschichten und -bauelemente

Störstellen in Galliumnitrid-basierenden Transistoren

Mike Jean Wolter

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Informationstechnik / Information Technology Band / Volume 7

ISSN 1433-5514 ISBN 3-89336-361-0

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

Herausgeber
und Vertrieb: Forschungszentrum Jülich GmbH
Zentralbibliothek
D-52425 Jülich
Telefon: 02461 61-5368 · Telefax: 02461 61-6103
e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de
Internet: <http://www.fz-juelich.de/zb>

Umschlaggestaltung: Grafische Betriebe, Forschungszentrum Jülich GmbH

Druck: Grafische Betriebe, Forschungszentrum Jülich GmbH

Copyright: Forschungszentrum Jülich 2004

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Informationstechnik / Information Technology Band / Volume 7

D 82 (Diss., Aachen, RWTH, 2004)

Originaltitel: Einfluss der Schichteigenschaften auf das elektrische und
optoelektrische Verhalten von AlGaIn / GaN HEMT Transistoren

ISSN 1433-5514
ISBN 3-89336-361-0

Alle Rechte vorbehalten. Kein Teil des Werkes darf in irgendeiner Form (Druck, Fotokopie oder
in einem anderen Verfahren) ohne schriftliche Genehmigung des Verlages reproduziert oder
unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

Einfluss der Schichteigenschaften auf das elektrische und optoelektrische Verhalten von AlGa_N/Ga_N HEMT Transistoren

Die Fehlanpassung der Gitterkonstante und des Ausdehnungskoeffizienten von Galliumnitrid (Ga_N) auf die Substrate Saphir, Silicium und Siliciumkarbid führt in AlGa_N/Ga_N-Schichten zu einer hohen Konzentration an Defekten. Der Einfluss dieser elektrisch aktiven Zentren (Traps) und die damit verbundenen Trapping-Effekte wurden mit vier verschiedenen Messverfahren untersucht. Die *Photoionisationsspektroskopie* an Schichten auf Saphir-Substrat und auf Silicium-Substrat förderten zwei bzw. drei unterschiedliche für den „Current Collapse“ verantwortliche Traps zu Tage. Der Current Collapse beruht auf Umladeprozessen von Störstellen in der Ga_N-Pufferschicht. Mittels *Backgating Current Deep Level Transient Spectroscopy* wurden die Aktivierungsenergien von einem Minoritätstrap und einem Majoritätstrap im Ga_N-Puffer auf Silicium-Substrat bestimmt. *Pulsmessungen* sind Drainstrom-Messungen bei gepulster Gatespannung und dienen dazu den Einfluss des „Gate Lag“ zu untersuchen. Beim Gate Lag werden Oberflächenzustände umgeladen, so dass der gepulste Drainstrom abnimmt. Dieser Effekt konnte zu einem großen Teil durch die Oberflächenpassivierung mit Siliciumnitrid unterdrückt werden. Schließlich wurde mittels *Admittanzspektroskopie* die Aktivierungsenergie einer Gitterfehlstelle, die durch den Sputterprozess bei der Prozessierung von Transistoren entsteht, im Ga_N-Puffer bestimmt. Es konnten also die Einflüsse sowohl der Oberflächenzustände vom AlGa_N als auch der Störstellen, d.h. der Gitterdefekte und der Verunreinigungen im Ga_N, nachgewiesen werden. Mittels Literaturvergleichen konnten diese Traps zu identifiziert werden.

Influence of the layer properties on the electrical and optoelectrical behaviour of AlGa_N/Ga_N HEMT transistors

The mismatch of the lattice constants and of the thermal expansion coefficients between gallium nitride (Ga_N) and its substrates like sapphire, silicon and silicon carbide is responsible for a high concentration of defects in AlGa_N/Ga_N layers. The influence of these electrically active centres (traps) and their respective trapping effects are investigated using four different measurement methods. With *photoionisation spectroscopy* on layers grown on sapphire and silicon substrates two resp. three different traps responsible for the current collapse were found. Current collapse is assigned to traps in the Ga_N buffer layer. Using *backgating current deep level transient spectroscopy* the activation energies of a minority and a majority trap in the Ga_N buffer on silicon substrate were determined. For *pulse measurements* the drain current is measured at pulsed gate voltages. These measurements are used to investigate the influence of the „gate lag“ i.e. trapping in surface states. This effect was suppressed largely by passivating the surface with a silicon nitride layer. Finally with *admittance spectroscopy* the activation energy of a Ga_N buffer anti-site, which is caused by sputtering during the processing of transistors, could be determined. Thus it was shown that surface states of AlGa_N as well as defects in Ga_N, i.e. lattice defects and impurities, are responsible for trapping effects in AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors. These traps could be confirmed in literature.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	III-Nitride	5
2.1	Physikalische Eigenschaften	5
2.1.1	Spontane Polarisierung	6
2.1.2	Piezoelektrische Polarisierung	8
2.2	AlGaIn/GaN-Heterostrukturen	9
2.2.1	Halbleiter-Heterokontakt und 2DEG	10
2.2.2	Bandverlauf und Ladungsträgerkonzentration	12
2.2.3	Beweglichkeit	14
2.3	Wachstum	17
2.3.1	Metallorganische Gasphasenepitaxie	17
2.3.2	Molekularstrahlepitaxie	18
2.4	Substrate	19
2.4.1	Saphir	20
2.4.2	Silicium	21
2.4.3	Siliciumkarbid	21
3	Bauelemente mit AlGaIn/GaN-Schichten	23
3.1	Verwendete Schichtsysteme	23
3.2	High Electron Mobility Transistor (HEMT)	25
3.2.1	Funktionsprinzip	25
3.2.2	Transport	27
3.3	Grundcharakterisierung der Schichten	29
3.3.1	Hall-Messungen	29
3.3.2	IV-Messungen	30
3.4	HEMT-Layouts	31
3.5	Herstellung	33
3.6	Passivierung	34
4	Trapping-Prozesse in AlGaIn/GaN-Schichten	37
4.1	Traps	37
4.2	Traps in AlGaIn/GaN-Heterostrukturen	38
4.3	Trapping-Effekte in AlGaIn/GaN-HEMTs	40
4.3.1	Erste Beobachtungen von Trapping-Effekten in HEMTs	40

4.3.2	Current Collapse	42
4.3.3	Gate Lag	44
4.3.4	Drain Lag	46
4.3.5	g_m und Output Resistance Dispersion	47
4.3.6	Power Drift, Power Slump	47
5	Photoionisationsspektroskopie	49
5.1	Phänomenologie	49
5.2	Messprinzip	50
5.3	Modell zur Photoionisation	52
5.4	Fittings	54
5.5	Messaufbau	56
5.6	Ergebnisse	57
5.6.1	Einfluss des Substrats	57
5.6.2	Parameter ohne Einfluss	58
5.6.3	Einfluss der Schichtstruktur	60
5.6.4	Einfluss der Gate-Spannung	63
5.6.5	Einfluss von Stress	64
6	Backgating Current DLTS	69
6.1	Backgating	69
6.2	Deep Level Transient Spectroscopy	70
6.3	Backgating Current DLTS	73
6.4	Messaufbau	74
6.5	Ergebnisse	74
6.5.1	Undotierte HEMTs	75
6.5.2	Dotierte HEMTs	81
7	Pulsmessungen	85
7.1	Messprinzip	85
7.2	Ergebnisse	86
7.2.1	Einzelpuls-Messungen	87
7.2.2	Gepulste IV-Kennlinien	90
8	Admittanzspektroskopie	93
8.1	Phänomenologie	93
8.2	Impedanz und Admittanz	94
8.3	Admittanzspektroskopie	94
8.4	Systemtheoretischer Ansatz	95
8.5	Messaufbau	98
8.6	Ergebnisse	99
9	Zusammenfassung und Ausblick	105
A	Material-Parameter von ausgewählten Halbleitern	109

INHALTSVERZEICHNIS

v

B Dynamische Prozesse

111

Publikationen

129

Danksagung

131

Kapitel 1

Einleitung

„... Kränkt es uns, dass wir uns auf Konzepte, die von den vielen andern und jedenfalls nicht von uns kommen, überhaupt einlassen müssen? Geben wir dem Druck von außen nach, weil wir gar keine andere Wahl haben, und verschließen wir uns dann schnell dem Gedanken, dass unsre Autonomie dadurch eine relative geworden ist? ...“¹

(Urs Widmer)

Die Erforschung der Gruppe III-Nitride und deren ternären Verbindungen gehört heutzutage zweifellos zu den spannendsten Feldern der Halbleiterphysik. So veröffentlichte Roy Szweda zusammen mit dem Industrie-Magazin *III-Vs Review* im Jahr 2000 eine Studie [szw], die sich mit dem Material und den Bauelementen auf Galliumnitrid (GaN) und dessen verwandten *wide bandgap*-Halbleitern befasst. Laut dieser Marktstudie betrug der weltweite Markt von diesen Bauelementen 1998 bereits mehr als 294 Mio. US\$. Bis 2003 erwartete man einen Anstieg des Marktvolumens auf über 1 Mia. US\$. Bis dato wird der GaN-Markt von optoelektronischen Bauelementen, wie blau-grünen oder weißen Leuchtdioden (LEDs) und Laserdioden (LDs) dominiert. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Forschung und Entwicklung von diesen LEDs und LDs wesentlich stärker als die elektrischen Bauelemente vorangetrieben wurde und dass die Marktreife dieser Bauelemente somit viel eher erreicht werden konnte. Insbesondere haben die Arbeiten von S. Nakamura (damals bei Nichia Chemical Industries) wichtige Beiträge zur Entwicklung geleistet [nak1], [nak2], [nak3].

Aufgrund ihrer mannigfaltigen Anwendungsgebiete erfahren seit dem Anfang der neunziger Jahre ebenfalls Photodetektoren mit GaN-basierenden Materialien ein großes Interesse. So können sie für Detektoren im ultravioletten Bereich des Spektrums eingesetzt werden. Im Gegensatz zu Silicium-Dioden sind *wide bandgap*-Halbleiter im sichtbaren und im nahen UV-Bereich nicht empfindlich, d. h. sie sind „sonnenblind“. Anwendung finden diese Bauelemente dann sowohl im militärischen Bereich z. B. zur Detektion von Raketen als auch im zivilen Bereich wie z. B. zur persönlichen Kontrolle, ab wann man sich beim Sonnenbaden einer gefährlichen UV-Dosis aussetzt („SunSense“ Wristwatch UV Detector von APA Optics).

¹Das Normale und die Sehnsucht, Essays und Geschichten, Diogenes Verlag, 1972

GaN weist ebenfalls physikalische Eigenschaften auf, die es für Transistoranwendungen prädestinieren. So bietet sich dieses Material an zur Herstellung von AlGaN/GaN-*high electron mobility transistors* (HEMTs), die bei hohen Temperaturen, bei hohen Frequenzen und bei hohen Leistungen eingesetzt werden können. In der Kombination von diesen Eigenschaften sind diese Bauelemente somit von hohem Interesse für Anwendungen wie Radar, Basisstationen, oder aber auch für kompakte Leistungsquellen von Mikrowellenöfen. Der Einsatz bei hohen Temperaturen wird dadurch ermöglicht, dass GaN eine große Bandlücke und eine niedrige intrinsische Ladungsträgerkonzentration besitzt. Die Elektronenbeweglichkeit in GaN ist bereits hoch und erhöht sich weiter in einer dotierten oder undotierten AlGaN/GaN-Heterostruktur, wo sich ein zwei-dimensionales Elektronengas (2DEG), das eine hohe Ladungsträgerdichte ohne Streuung an ionisierten Störstellen enthält, ausbildet. Dadurch ergeben sich hohe Kanalleitfähigkeiten im 2DEG-Kanal. Die im GaN vorhandene spontane und piezoelektrische Polarisierung spielt bei der Bildung des 2DEGs eine wichtige Rolle. Des weiteren erlaubt die außergewöhnlich hohe Durchbruchspannung des GaN ($> 5 \cdot 10^6$ V/cm) bei HEMTs das Anlegen von hohen Spannungen für Hochleistungsanwendungen.

Nichtsdestotrotz stellt dieses Materialsystem Forscher vor große technologische Herausforderungen. Zum einen spielen bei diesen Schichten die Oberflächenzustände beim Betrieb der Transistoren eine Rolle. Zum anderen ist die großflächige Herstellung des Materials sehr schwierig, da es bis dato keine entsprechenden GaN-Substrate gibt, die ein homoepitaktisches Wachstum der Schichten ermöglichen. Da man also auf andere Substrate (Saphir, Siliciumkarbid, Silicium) ausweichen muss, nimmt man eine Fehlanpassung der Gitterkonstante und des thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen dem Substrat und der epitaktischen Schicht in Kauf. Dies führt im Schichtsystem allerdings zu Verspannungen und zu einer hohen Konzentration an ausgedehnten Defekten. Des weiteren können während des Wachstums Verunreinigungen und Gitterdefekte entstehen. Die Störstellen und Verunreinigungen bilden elektrisch aktive Zentren, sogenannte Traps, welche die Eigenschaften der HEMTs beeinträchtigen.

In den letzten Jahren haben mehrere Gruppen die Einflüsse der unterschiedlichen Traps und deren negativen Auswirkungen auf das Hochfrequenz- und Leistungsverhalten von HEMTs untersucht. M. Asif Khan hat in seinem Eröffnungsvortrag auf der *International Conference on Nitride Semiconductors 2003* (ICNS-5) in Nara (Japan) den Stand der Forschung und die Strömungen, die sich bis dahin gebildet haben, beschrieben. Für die beiden Gruppen um U.K. Mishra (University of California Santa Barbara) und L.F. Eastman (Cornell University, Ithaca) sind lediglich Oberflächenzustände für eine Verschlechterung der Hochfrequenzeigenschaften der Transistoren verantwortlich. Nach P.B. Klein und S.C. Binari (Naval Research Laboratory, Washington, DC) spielen neben dem Trapping in Oberflächenzuständen ebenfalls Trapzustände im GaN-Puffer eine wichtige Rolle. Diese scheinbar unterschiedlichen Auffassungen sind allerdings auf die Verwechslung von Begriffen, die verschiedene Phänomene beschrieben, zurückzuführen. So handelt es sich im ersten Fall um *RF dispersion* oder *gate lag*, bei dem die gemessene Ausgangsleistung von Transistoren bei hohen Frequenzen niedriger ist als von den Gleichstromkennlinien

vorhergesagt werden und die hauptsächlich durch das Trapping von Ladungen an der Oberfläche bedingt ist. Im zweiten Fall wird der *Current Collapse* beschrieben. Bei diesem Phänomen reduziert sich der gleichstrommäßig gemessene Drainstrom nach dem Anlegen einer hohen Drain-Source-Spannung, die das Einfangen von Ladungsträgern aus dem Kanal in tiefen Störstellen bewirkt.

Das Interesse dieser Arbeit besteht darin, den Einfluss der Schichteigenschaften auf das elektrische und optoelektrische Verhalten von AlGaIn/GaN HEMTs mittels unterschiedlicher Messverfahren zu untersuchen und die Aktivierungsenergie der jeweiligen Traps zu bestimmen. Um direkte Rückschlüsse auf den Einfluss der Traps ziehen zu können, wurden Verfahren entwickelt, bei denen die Messungen direkt am Bauelement durchgeführt wurden.

Die Eigenschaften und die Wachstumsverfahren von den III-Nitriden werden in Kap. 2 in extenso erläutert. Kap. 3 befasst sich dann mit der Herstellung und Charakterisierung von AlGaIn/GaN-HEMTs. Die verschiedenen Lagen der Traps und die unterschiedlichen Trapping-Effekte werden in Kap. 4 diskutiert. Vier Messverfahren werden in dieser Arbeit angewandt:

- Die **Photoionisationsspektroskopie** (Kap. 5) basiert auf der Messung von kollabierten Gleichstromkennlinien (Current Collapse) und deren teilweise Relaxation durch Einstrahlung von monochromatischem Licht mit einer Energie, die kleiner als die Bandlücke ist.
- Bei der **Backgating Current Deep Level Transient Spectroscopy** handelt es sich um eine Untersuchungsmethode, bei der eine Rückseitenspannung angelegt wird und die deshalb nur bei Bauelementen mit AlGaIn/GaN-Schichten auf nicht-isolierenden Substraten eingesetzt werden kann (Kap. 6). Die Rückseitenspannung bewirkt eine Kapazitätsänderung im Puffer, so dass DLTS an Puffer-Traps durchgeführt werden kann.
- Mittels **Pulsmessungen** (Kap. 7) untersucht man den Effekt, dass beim Betrieb eines HEMTs die abrupte Änderung (das Pulsen) der Gatespannung zu einer verzögerten Antwort des Drainstroms führt (*RF dispersion* oder *gate lag*).
- Die **Admittanzspektroskopie** (Kap. 8) die einzige Messmethode, die auf dem Puffer selbst, d. h. in einem Bereich der Probe, wo die AlGaIn-Schicht mit einer Mesa-Ätzung weggeätzt wurde, ausgeführt wird. Indem das transiente Verhalten zwischen zwei ohmschen Kontakten gemessen wird, erhält man Informationen über Traps im GaN-Puffer.

Kapitel 2

III-Nitride

In diesem Kapitel werden zuerst allgemeine Betrachtungen zu den physikalischen Eigenschaften von III-V-Nitriden angestellt, wobei im besonderen der physikalische Ursprung von spontaner und piezoelektrischer Polarisierung von Interesse ist (Kap. 2.1). Kap. 2.2 beschreibt dann den Bandverlauf und das zwei-dimensionale Elektronengas in AlGa_N/Ga_N-Heterostrukturen. Schließlich behandeln die beiden letzten Kap. 2.3 und 2.4 die Epitaxie von III-V-Nitrid-Heterostrukturen, sowie die Vorteile und die Nachteile der gängigen Substraten.

2.1 Physikalische Eigenschaften

Die Kristalle der III-Nitrid-Halbleiter zeichnen sich durch eine außergewöhnlich hohe thermische und chemische Stabilität aus. Diese Eigenschaften sind auf die Bindungsart zurückzuführen. Die Mischbindung besteht nämlich aus einem dominanten kovalenten Anteil und einer stark ionischen Komponente, da die Elektronegativitäten der Gruppe-III- und der Gruppe-V-Elemente sehr unterschiedlich sind. Aus diesem Grund weisen diese Halbleiter also eine hohe Bindungsenergie auf (Ga_N 8,9 eV/Atom; Al_N 11,5 eV/Atom; In_N 7,7 eV/Atom). Die Ga_N-Kristalle kommen in zwei Formen vor: in der hexagonalen Wurtzit- oder der kubischen Zinkblende-Struktur.

In Anhang A sind die physikalischen Eigenschaften von drei unterschiedlichen Gruppe-III-Nitriden und von anderen Halbleitern aufgeführt. Die Tabelle beschränkt sich dabei auf die hexagonalen Polytypen.

Trotz einiger Vorzüge der Zinkblende-Struktur, wie z. B. eine kleinere effektive Masse oder eine niedrigere Anzahl von dangling bonds an der Oberfläche, ist sie nicht geeignet für Ga_N-basierende Bauelemente. Denn auf der einen Seite ist die β -Phase (Zinkblende-Struktur) eine metastabile Phase und auf der anderen Seite kann man bei der Wurtzit-Struktur dank Polarisierungseffekten auch von besseren Transporteigenschaften profitieren. Aus diesen Gründen greift man für Anwendungen wie Hochleistungs- und Hochfrequenztransistoren auf die Wurtzit-Struktur zurück. Die spontane und piezoelektrische Polarisierung sind wichtige physikalische Eigenschaften von III-V-Nitriden und werden nun im folgenden Unterkapitel diskutiert.

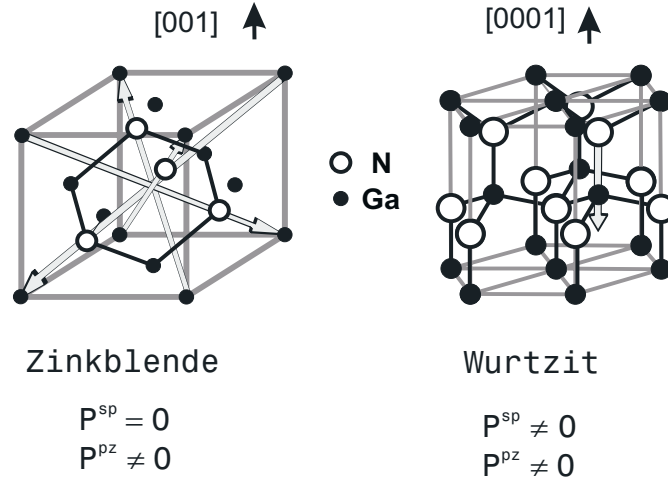


Abb. 2.1: Kubische Zinkblende- (β -Phase) und hexagonale Wurtzit-Struktur (α -Phase)

2.1.1 Spontane Polarisation

Die spontane und piezoelektrische Polarisation haben einen großen Einfluss auf die Ladungsträgerkonzentration im 2DEG. Sie ermöglichen in klassischen III-Nitrid-Heterostrukturen bei Raumtemperatur Ladungsträgerkonzentrationen von über 10^{13} cm^{-2} ohne spezielle Dotierung.

Die **spontane Polarisation** ist eine physikalische Eigenschaft, die direkt verbunden ist mit der hexagonalen Kristallstruktur. Sie wird als „spontan“ bezeichnet, da diese Polarisation ohne ein von außen angelegtes elektrisches Feld vorhanden ist. Sie steht im Gegensatz zu der induzierten Polarisation, die in einem Dielektrikum im elektrischen Feld erzeugt wird. Wie in der Abb. 2.1 gezeigt, setzen sich die Doppelschichten der GaN-Wurtzit-Struktur aus zwei hexagonalen Lagen zusammen, die jeweils aus Gallium und aus Stickstoff bestehen. Es gibt nun zwei Möglichkeiten eine solche Doppelschicht aufzubauen, abhängig davon ob die Doppelschicht eine Gallium-Abschluss (*Ga-face*) oder einen Stickstoff-Abschluss (*N-face*) besitzt. Aus Konventionsgründen entspricht der $[0001]$ -Vektor in GaN dem Vektor von einem Kation (Gallium) zum nächsten Anion (Stickstoff). Kristalle mit dem $[0001]$ -Vektor als Normalenvektor zur Oberfläche haben deshalb *Ga-face*- und solche mit der $[000\bar{1}]$ -Achse dementsprechend *N-face*-Polarität (vgl. Abb. 2.2).

Der Typ der Polarität hängt stark von den Wachstumsparametern und von der Art der Epitaxie ab. So weisen z.B. AlGaIn/GaN-Schichten, die mit Metall-Organischer Gasphasen-Epitaxie (MOCVD: Metal-Organic Chemical Vapour Deposition) gewachsen sind, immer eine *Ga*-Polarität auf und Schichten, die mit Molekularstrahlepitaxie (MBE: Molecular Beam Epitaxie) hergestellt wurden, haben entweder eine *Ga*- oder eine *N-face* Oberfläche, abhängig davon ob zwischen Sub-

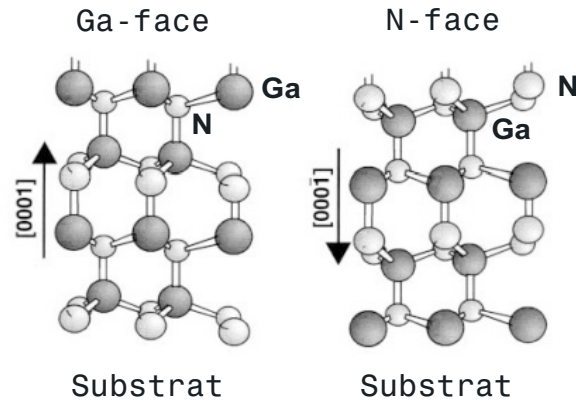


Abb. 2.2: Schematische Zeichnung einer Ga-face und einer N-face Wurtzit-Struktur [amb].

strat und Epi-Schicht eine Nukleationsschicht gewachsen wurde [stu].

Große Unterschiede zwischen den Polaritäten zeigen sich bei den chemischen und physikalischen Eigenschaften: z. B. rekonstruieren die Oberflächen unterschiedlich. Die Ga-face Oberflächen besitzen eine glattere Morphologie und sind chemisch deutlich stabiler gegen naßchemisches Ätzen oder gegen Oxidation. In [hel] wurden verschiedenen Messmethoden angewandt, um die Art der Polarität zu studieren.

Es sei hier noch einmal explizit darauf hingewiesen, dass die Terminierung nicht mit der Polarität gleich zu setzen ist. Da die Terminierung nur der Sorte der obersten Atomlage entspricht, beschreibt sie lediglich die Eigenschaft der Oberfläche, aber keinesfalls die Polarität des bulk-Kristalls. Eine Ga-face Oberfläche kann z. B. Stickstoff-terminiert sein, aber ohne den Kristall umzudrehen, kann er niemals N-face polarisiert sein. Da die Polarität und die Terminierung in der Literatur anfangs oft verwechselt wurden und um der Sprachverwirrung ein Ende zu setzen, hat die „Materials Research Society“ 1997 Richtlinien für die Terminologie dieser Begriffe herausgegeben [mrs].

Für die Wurtzit-Struktur erhält man die gesamte spontane Polarisierung, indem man die einzelnen Dipole in [0001]-Richtung addiert. Aus der Symmetrie der hexagonalen Struktur ergibt sich diese Vorzugsrichtung. Eine ähnliche Betrachtung kann man auch an der Zinkblende-Struktur in Richtung [111]-Achse anstellen. Allerdings muss hier über vier Dipolmomente summiert werden, denn es gibt vier äquivalente Richtungen. Die Summe ergibt dann den Nullvektor und somit hat die Zinkblende-Struktur keine spontane Polarisierung (vgl. mit der Abb. 2.1, in der die Dipolmomente als Vektoren dargestellt sind).

In [ber] haben Bernardini et al. mittels theoretischer Berechnungen die spontane Polarisationsladung P^{sp} von einigen III-V-Nitriden bestimmt und folgende Werte erhalten: $-0,029 \text{ C/m}^2$ für GaN, $-0,08 \text{ C/m}^2$ für AlN und $-0,032 \text{ C/m}^2$ für InN.

2.1.2 Piezoelektrische Polarisation

So wie die spontane Polarisation ist ebenfalls die **piezoelektrische Polarisation** darauf zurückzuführen, dass die Wurtzit-Struktur ein nicht inversionssymmetrischer Kristall mit polarer Achse ist. Wird nämlich entlang bestimmter Kristallachsen ein mechanischer Druck ausgeübt, kommt es zu einer Deformation der Kristalle. Dies bewirkt eine Verschiebung der Ionenrümpfe und der Ladungen, so dass sich ein elektrisches Polarisationsfeld aufbaut. Man spricht hier vom piezoelektrischen Effekt, der durch die spannungs-induzierte Polarisation $\vec{P}^{pz}$ beschrieben wird:

$$P_i^{pz} = e_{ik} \epsilon_k \quad (2.1)$$

mit dem Verformungstensor ϵ und dem piezoelektrischen Tensor $\hat{e}$, der die piezoelektrischen und elastischen Konstanten enthält. Für die hexagonalen Nitride ist die biaxiale Spannung in der [0001]-Ebene ausschlaggebend. Aufgrund des nicht gitterangepaßten Wachstums bei Heterostrukturen wie z.B. AlGaIn/GaN kommt es bei den nicht vollständig relaxierten Schichten zu einer Verspannung $\epsilon_x = \epsilon_y$ in der Basalebene, die durch eine Verformung ϵ_z in Richtung der c-Achse kompensiert wird. Die Verspannung in c-Richtung ist gegeben durch $\epsilon_z = (c - c_0)/c_0$ und da die Verspannung in der Basalebene isotrop ist, gilt: $\epsilon_x = \epsilon_y = (a - a_0)/a_0$. Dabei entsprechen a_0 und c_0 , bzw. a und c den Gitterkonstanten des relaxierten bzw. des verspannten Kristalls. Im Anhang A sind die Gitterparameter erläutert und die unverspannten Werte angegeben.

Der piezoelektrische Tensor besteht aus drei unabhängigen Komponenten, von denen nur zwei (e_{33} und e_{31}) in die Berechnung der piezoelektrischen Polarisation in der [0001]-Achse einfließen. Außerdem gilt für die hexagonale Struktur zwischen den Gitterkonstanten folgende Beziehung:

$$\frac{c - c_0}{c_0} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \frac{a - a_0}{a_0} \quad (2.2)$$

wobei C_{13} und C_{33} die elastischen Konstanten sind (siehe Anhang A).

Durch Verknüpfung der Gl. 2.1 und der Gl. 2.2 erhält man dann die gesamte piezoelektrische Polarisation in c-Richtung:

$$P_z^{pz} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (2.3)$$

Gl. 2.3 ist im linearen Bereich für kleine Verspannungen gültig. Sie beschreibt den piezoelektrischen Tensor, der nur von den Gitterkonstanten a und c abhängt. Bernardini et al. [ber] haben hierzu die Werte für die piezoelektrischen Konstanten von AlN, GaN und InN berechnet und festgestellt, dass sie bis zu zehn mal größer als jene für GaAs sind und im Vergleich zu anderen III-V-Halbleitern ein anderes Vorzeichen haben. Außerdem wird die piezoelektrische Polarisation größer mit der Verspannung und für Epitaxie-Schichten unter der selben Verspannung wird sie größer von GaN zu InN und AlN.

Im allgemeinen wird die Gesamt-Polarisation in [0001]-Richtung beschrieben durch:

$$P_z^{ges} = P_z^{sp} + P_z^{pz} \quad (2.4)$$

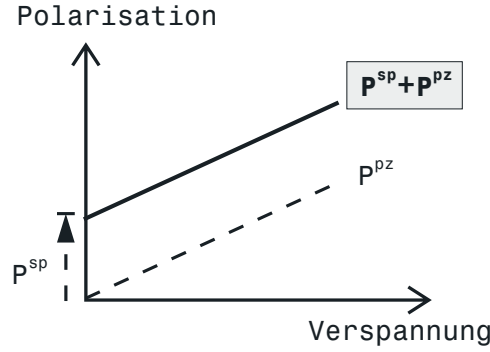


Abb. 2.3: Summe der spontanen und piezoelektrischen Polarisation.

In der Abb. 2.3 ist die Summe der spontanen und der piezoelektrischen Polarisation in Abhängigkeit der Verspannung prinzipiell dargestellt. Die Richtung der spontanen Polarisation ist also gegeben durch die Polarität, während die piezoelektrische Polarisation ebenfalls von der Art der Verspannung (Zug- oder Druckspannung) abhängt. Hieraus ist leicht ersichtlich, dass wenn man nun die Richtung der Polarisationen ändert oder umkehrt, sich der Polarisationseffekt kompensieren kann bzw. die Polarisationen sich gegenseitig aufheben können.

Es ist also wichtig die Richtung der Polarisationen zu betrachten. Wie vorhin schon erwähnt wurde, ist das Vorzeichen der spontanen Polarisation für diese III-V-Nitride negativ. Für beide Polarisationen geht die positive Richtung von einem Gallium-Atom zum nächstgelegenen Stickstoff-Atom. Da für $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ unabhängig von der Legierungskonzentration x gilt:

$$\left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) < 0 \quad (2.5)$$

folgt aus Gl. 2.3, dass für AlGaN-Schichten das Vorzeichen der piezoelektrischen Polarisation nur vom Vorzeichen von $a - a_0$ abhängt. Somit ist P^{pz} negativ für Zugspannung („tensile strain“) bzw. positiv für Druckspannung („compressive strain“). Im Falle der Zugspannung sind die spontane und piezoelektrische Polarisation im AlGaN also parallel ausgerichtet und im Falle der Druckspannung antiparallel.

2.2 AlGaN/GaN-Heterostrukturen

In diesem Kapitel wird zuerst der Halbleiter-Heterokontakt mit seinen Eigenschaften im allgemeinen betrachtet und sodann speziell für III-Nitride behandelt. Da für Hochfrequenztransistoren die Beweglichkeit des zwei-dimensionalen Elektronengases ein wichtiger Materialparameter ist, wird schließlich beschrieben, welche Streueffekte für die Einschränkung der Beweglichkeit im 2DEG von AlGaN/GaN-Heterostrukturen verantwortlich sind.

2.2.1 Halbleiter-Heterokontakt und 2DEG

Bei einem Halbleiter-Heterokontakt handelt es sich um den Übergang zwischen zwei Halbleitern mit unterschiedlichen Bandlücken. In Abb. 2.4 sind die Bandverläufe von zwei Halbleitern gezeigt, die zuerst räumlich getrennt sind (links). Wenn diese Materialien nun in Kontakt gebracht werden, stellt sich im thermischen Gleichgewicht ein neuer Bandverlauf ein (rechts).

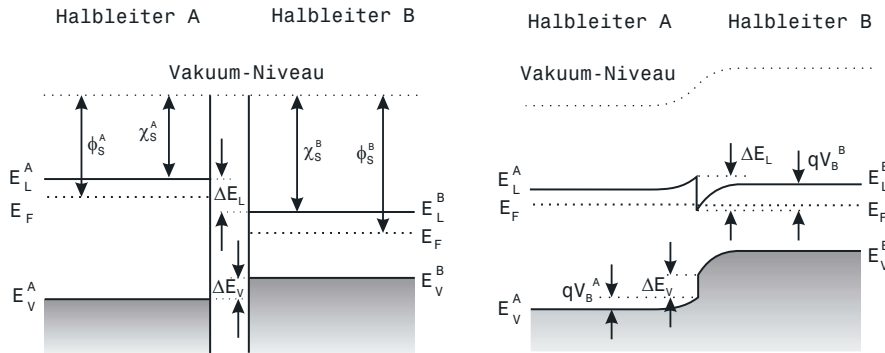


Abb. 2.4: Bänderschema eines Halbleiter-Heteroüberganges von zwei *n*-dotierten Halbleitern A und B. links: beide Halbleiter sind räumlich voneinander getrennt; χ_S^A und χ_S^B sind die Elektronenaffinitäten; ϕ_S^A und ϕ_S^B sind die Austrittsarbeiten. rechts: beide Halbleiter sind in Kontakt gebracht und befinden sich im thermischen Gleichgewicht; V_B^A und V_B^B sind die „built-in voltages“.

Dieser ist abhängig von zwei Grenzflächen-Parametern: die Bandlückendiskontinuität zwischen den Valenz- ΔE_V und den Leitungsbändern ΔE_L , sowie die Bandverbiegung aufgrund des *built-in*-Potentials. Man kann bei den theoretischen Betrachtungen des Bandverlaufs klar zwischen der Beschreibung der Banddiskontinuitäten und dem Einfluss der Bandverbiegung unterscheiden, weil beide Effekte verschiedene Größenordnungen in der Länge und dem Feld besitzen.

So wirken bei der Banddiskontinuität hohe elektrostatische Potentialgradienten auf die Ladungsträger über eine Länge von einigen Atomlagen und die elektrischen Felder sind in der Größenordnung von 10^8 V/cm. Da Halbleiter A eine größere Bandlücke als Halbleiter B besitzt, können besetzte Zustände aus den Kontinuum des bulk Valenz- und Leitungsbandes von B in die verbotene Bandlücke von A hineinreichen. In einem begrenztem Energiebereich in dem oberen und unteren Teil der Bandlücke von A existiert ein Kontinuum an *Virtual Induced Gap States* (VIGS), die sich aus den Bändern (Wellenfunktionen) der beiden Halbleiter ableiten [luet].

Alle elektronischen Zustände in der Bandlücke sind eine Superposition von Valenz- und Leitungsbandszuständen. Obwohl ein Zustand stärkeren Valenzbandcharakter besitzt, je näher er an der Valenzbandkante liegt, beinhaltet er immer auch Wellenfunktionen des Leitungsbandes. Der *crossover point*, auch *branching point* genannt,

	leer	besetzt
Valenzchar. (donatorartig)	positiv (+)	neutral (0)
Leitungschar. (akzeptorartig)	neutral (0)	negativ (-)

Tab. 2.1: Ladungscharakter von leeren und besetzten Virtual Induced Gap States (VIGS).

E_B liegt energetisch dann an der Stelle, wo die Bandlückenzustände gleichen Valenz- und Leitungscharakter haben. Die Besetzung eines Zustandes in der Bandlücke führt dann zu einem lokalen Überschuss an Ladungen, wobei der Anteil abhängig ist vom Grad des Leitungscharakters. In Tab.2.1 ist der Ladungscharakter von leeren und besetzten VIGS aufgeführt.

Für den Fall, dass die branching points E_B^A und E_B^B der beiden Halbleiter energetisch gleich sind, kompensieren sich die positiven und negativen Grenzflächenladungen in den VIGS. Sind die branching points allerdings gegeneinander verschoben, überwiegen netto entweder die positiven oder die negativen Ladungen. Die Voraussetzung, dass es keine Grenzflächendipole gibt, setzt voraus dass sich die branching-Energien angleichen. Für einen idealen Halbleiter erhält man aus der Angleichung der branching points E_B^A und E_B^B den Valenzband-offset:

$$\Delta E_V = (E_B^A - E_V^A) - (E_B^B - E_V^B) \quad (2.6)$$

Der Ursprung des built-in-Potentials liegt in freien Ladungsträgern, die z. B. aus Dotieratomen stammen. Diese Ladungsträger besetzen die niedrigsten energetischen Zustände und bilden zusammen mit den ionisierten Atomrümpfen eine Raumladungszone. Dieses Potential, welches das effektive Potential im Kristall überlagert, ist gegeben durch die Lage des Fermi-Niveaus an der Grenzfläche und erstreckt sich über eine Länge, die von der Dotierung der Halbleiter abhängt und die mittels der Poisson-Gleichung bestimmt werden kann. Diese Länge, in der Größenordnung der Debye-Länge, beträgt bis zu 1000 Å für eine Dotierung von 10^{16} cm^{-3} und liegt im Bereich zwischen 10 Å und 100 Å für eine Dotierung von 10^{20} cm^{-3} . Die elektrischen Felder in der Größenordnung von 10^5 V/cm sind vergleichbar mit den Feldern in einem p-n-Übergang.

Die Grenzfläche AlGaIn/GaN besitzt eine relativ große Leitungsbandkontinuität (vgl. $\Delta E_L = 2,5 \text{ eV}$ für AlN/GaN [riz1]). Unter Berücksichtigung der Bandverbiegung durch die Ladungsträgerverschiebung im Hetero-Übergang bildet sich ein Quantentopf auf der GaN-Seite aus. Der prinzipielle Bandverlauf ist vergleichbar mit der Abb. 2.4 rechts.

Aufgrund der räumlichen Begrenzung im Quantentopf sind die Energieeigenwerte der Elektronen längs der Flächennormalen quantisiert. Im Gegensatz zu einem *bulk*-Halbleiter, wo sich die freien Elektronen in alle drei Richtungen bewegen können, bewegt sich das freie Elektronengas, das durch Blochwellen beschrieben werden kann, parallel zu der Grenzfläche. Die Eigenwerte der Elektronen in diesem so genannten zweidimensionalen Elektronengas (2DEG) wird beschrieben durch:

$$E_i^{2D} = \frac{\hbar^2}{2m_x^*} \cdot k_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m_y^*} \cdot k_y^2 + E_i \quad (2.7)$$

Man kann E_i numerisch mit der stationären Schrödinger-Gleichung und der Poisson-Gleichung bestimmen. Für eine qualitative Aussage ist die Näherung eines asymmetrischen Dreieckpotentials, das als Lösung für die Eigenwerte die Airy-Funktionen ergibt, meistens adäquat [har]. Im folgenden Kapitel wird der Bandverlauf speziell für AlGaN/GaN-Heterostrukturen und der Einfluss der spontanen und piezoelektrischen Polarisation auf den Bandverlauf bzw. Ladungsträgerkonzentration im 2DEG untersucht.

2.2.2 Bandverlauf und Ladungsträgerkonzentration

Im folgenden werden nur noch Ga-face polarisierte Wurtzit-Strukturen betrachtet, da in dieser Arbeit für die Bauelemente ausschließlich diese Schichten untersucht wurden. Diese Heterostrukturen sind nur auf GaN Puffer (*buffer*) gewachsen und sind so immer einer Zugspannung ausgesetzt.

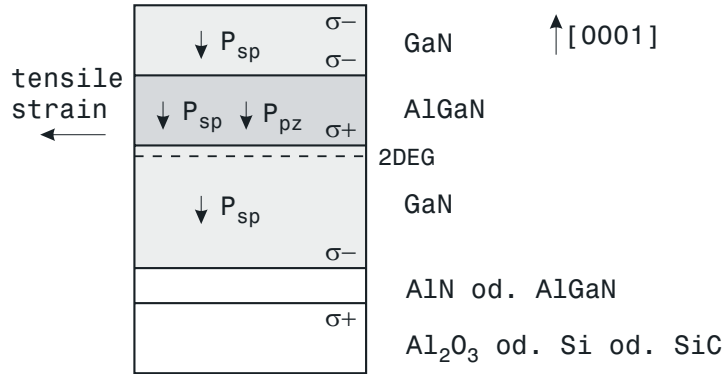


Abb. 2.5: Spontane und piezoelektrische Polarisation in einer AlGaN/GaN Heterostruktur mit Ga-face Polarisation. Das 2DEG liegt an der AlGaN/GaN-Grenzfläche im GaN buffer.

Abb. 2.5 zeigt die schematische Darstellung einer für HEMT-Anwendungen typischen Heterostruktur. Auf dem Substrat wird zuerst eine dünne Nukleations- bzw. eine Übergangsschicht und eine relaxierte GaN buffer-Schicht gewachsen. Darauf folgt schließlich eine dünne verspannte AlGaN-Schicht und u. U. eine GaN cap-Schicht. In diesem Fall sind beide Polarisationen entlang der $[0001]$ -Achse zum Substrat hin gerichtet und die gesamte Polarisation entspricht der Summe $P = P^{sp} + P^{pz}$. Da die Werte für die piezoelektrische Konstante und für die spontane Polarisation von GaN zu AlN zunehmen, ist die gesamte Polarisation im verspannten sowie im relaxierten AlGaN größer als im unverspannten GaN buffer [$P(\text{AlGaN}) \geq P(\text{GaN})$].

Der Gradient in der Polarisierung an der Grenzfläche induziert eine Ladungsdichte ρ_p gemäß:

$$\rho_p = -\nabla P. \quad (2.8)$$

Entsprechend ergibt sich für den Übergang AlGaIn/GaN die induzierte Flächenladungsdichte

$$\sigma(P^{sp} + P^{pz}) = \sigma(P^{sp}) + \sigma(P^{pz}). \quad (2.9)$$

Wenn die polarisationsinduzierte Ladungsdichte positiv ist ($+\sigma$), haben freie Elektronen die Tendenz diese Ladung zu kompensieren. Unter der Annahme, dass der dreieckige Quantentopf an der AlGaIn/GaN-Grenzfläche unter dem Fermi-Niveau E_F liegt, bildet sich ein zwei-dimensionales Elektronengas mit der Schichtkonzentration n_s . Analog hierzu führt eine negative Schichtladung zu einer Ansammlung von Löchern an der Grenzschicht, falls die Valenzbandkante das Fermi-Niveau schneidet.

Aus den Gl. 2.4, 2.3 und 2.8 folgt, dass durch die Polarisierung bei einer AlGaIn-Schicht auf GaN (Ga-face) eine positive Schichtladung induziert wird. Das 2DEG bildet sich somit unter der AlGaIn/GaN-Grenzfläche bei Ga-face GaN/AlGaIn/GaN-Heterostrukturen aus (siehe Abb. 2.5).

Mehrere Gruppen haben nun Simulationen durchgeführt, um die Auswirkungen der polarisationsinduzierten Ladungen auf den Leitungsbandverlauf und auf die Ladungsträgerdichte zu berechnen [riz], [sac], [zan], [yu]. In [koc] wurden selbstkonsistente Berechnungen vorgestellt, bei denen diese Eigenschaften sowie der Einfluss einer dotierten Zwischenschicht im AlGaIn untersucht wurden.

Dazu wurde ein Poisson-Schrödinger solver [poi] benutzt, wobei elektrische Neutralität und eine Temperatur von 300 K vorausgesetzt wurden. In der gesamten Heterostruktur wurde für die Hintergrunddotierung, die typischerweise eine n-Dotierung ist, der Wert 10^{17} cm^{-3} angenommen. Die durch Polarisierung induzierten Ladungen wurden als feste Ladungen (vollständig ionisierte Donatoren (positiv) und Akzeptoren (negativ)) in der Struktur eingebracht. An den Berechnungen der Leitungsbandkante in Abb. 2.6 ist ersichtlich, dass sich ohne Polarisierung und ohne Dotierung (gestrichelte Linie links) kein Quantentopf ausbildet. Die Bandverbiegung an der Oberfläche ist nämlich dafür verantwortlich, dass sich eine Verarmungszone von der Oberfläche bis durch die AlGaIn/GaN-Grenzfläche erstreckt. Unter Berücksichtigung der Polarisierung wird das Leitungsband an der Grenzfläche aufgrund des anziehenden Potentials der positiven Ladungen gesenkt. So bildet sich ein Quantentopf, der unter dem Fermi-Niveau liegt und Elektronen in einem 2DEG einfängt. Für eine AlN-Konzentration von $x=0,1$ wurde eine Ladungsträgerdichte im Kanal von $n_s = 1,9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ berechnet.

Die modulations-dotierte Schicht mit einer Dotierkonzentration in der Barriere von $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (Abb. 2.6 rechts) weist allerdings auch ohne Polarisierung ein 2DEG auf. Mit zusätzlichen Polarisationsladungen erhöht sich nach den Berechnungen die Ladungsträgerkonzentration des 2DEG auf $n_s = 3,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Jedoch als negative Konsequenz der Dotierung ragt die Elektronenverteilung stärker in die AlGaIn-Schicht. Dadurch kommt es zu stärkerer Legierungs- sowie Grenzflächenstreuung und die Beweglichkeit im Kanal verschlechtert sich (vgl. Kap. 2.2.3).

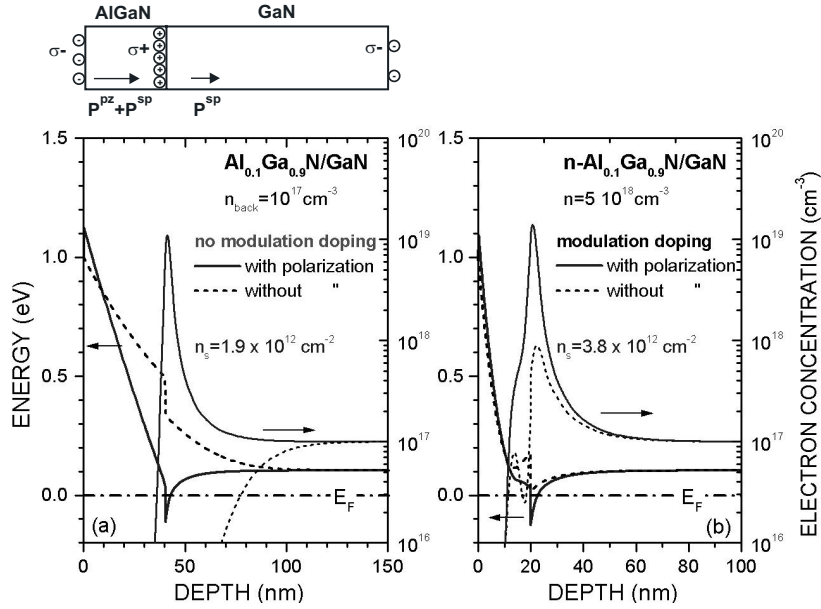


Abb. 2.6: Selbst-konsistente Poisson-Schrödinger-Berechnung für eine pseudomorphe $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostruktur mit (rechts) und ohne (links) Modulationsdopierung [koc]. Gezeigt sind der Leitungsbandverlauf (linke Achse) und die Ladungsträgerkonzentration (rechte Achse) durch die Heterostruktur.

2.2.3 Beweglichkeit

Die Existenz eines 2-dimensionalen Elektronengases und seine Charakterisierung kann experimentell über die Temperaturabhängigkeit des Ladungsträgertransportes nachgewiesen werden. Die Beweglichkeit der Elektronen ist abhängig von unterschiedlichen Streumechanismen, die im Halbleiter allgemein oder im Ladungsträgerkanal stattfinden. Dies entspricht dann bei den folgenden Betrachtungen der Beweglichkeit μ^{3D} bzw. μ^{2D} .

Die verschiedenen Streumechanismen begrenzen die Elektronenbeweglichkeit zwar auf unterschiedliche Weise, aber dennoch können diese Effekte unabhängig voneinander betrachtet werden. In erster Näherung gilt für die effektive Beweglichkeit die Matthiessensche Regel:

$$\frac{1}{\mu_{tot}} = \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad (2.10)$$

Generell kann die Streumechanismen in zwei Gruppen einteilen: Streuung am Gitter und Streuung an Defekten.

Gitterstreuung

Atome in einem Kristallgitter schwingen um ihre Gleichgewichtsposition. Die Amplitude der Schwingungen wird bei ansteigender Temperatur größer und diese Fluktuationen wirken als nichtperiodische Potentialstörungen gegen Elektronenbewegungen. Die Elektronen, die mit dem störenden Potential wechselwirken, tauschen dann Energie und Impuls mit den Kristallatomen aus. Der Impulsaustausch führt zu Elektronenstreuung am Gitter. Die Gitterschwingungen frieren allerdings bei niedrigen Temperaturen aus.

Polar-optische Phononen-Streuung: Für den optischen Zweig schwingen die Atome der Elementarzelle in entgegengesetzter Richtung. In einem polaren Kristall führt dies zu einem oszillierenden Dipolmoment. Da die Energie der polar-optischen Phononen in GaN ($E_0 = 92 \text{ meV}$) wesentlich kleiner ist als die thermische Energie der Elektronen $v_{th} = kT$, kann man die Beweglichkeit nach [shu] bestimmen:

$$\mu_{po}^{3D} = \mu_{po}^{2D} \propto e^{E_0/kT} \left[1 - \frac{5kT}{E_g} \right] \quad (2.11)$$

wobei E_g die Bandlücke in GaN ist. Für Temperaturen oberhalb von 200K ist dieser Mechanismus der dominierende Faktor zur Begrenzung der Beweglichkeit.

Akustische Phononen-Streuung: Der akustische Zweig beschreibt die dispersionsfreie Ausbreitung von Schallwellen. In einem polaren Kristall können Elektronen entweder über piezoelektrische Wechselwirkung oder über das Deformationspotential elektrostatisch wechselwirken. Die piezoelektrisch begrenzte Beweglichkeit hängt folgendermaßen von der Temperatur ab [wal]:

$$\mu_{piezo}^{3D} \propto T^{-\frac{1}{2}}, \quad \mu_{piezo}^{2D} \propto T^{-1} \cdot n_s^{-\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

Die durch Streuung am Deformationspotential limitierte Beweglichkeit kann beschrieben werden durch:

$$\mu_{ac}^{3D} \propto T^{-\frac{3}{2}}, \quad \mu_{ac}^{2D} \propto T^{-1} \cdot n_s^{\frac{1}{2}} \quad (2.13)$$

Man sieht, dass beide akustischen Streuarten in einem 2-dimensionalen Elektronengas die gleiche Temperaturabhängigkeit haben. Ihr Einfluss kommt allerdings erst bei höheren Temperaturen zum Tragen.

Defektstreuung

Defekte im einkristallinen Gitter führt zu lokalen Potentialänderungen und sind ebenfalls verantwortlich für Elektronen-Streuung.

Streuung an ionisierten Störstellen: Die Einlagerung von Fremdatomen bewirkt eine Ablenkung der Elektronen im Kristall. Die Ladungsträger wechselwirken im besonderen mit dem Coulomb-Potential der ionisierten Störstellen. Durch die Abschirmung der Störstellen durch das Elektronengas (Thomas-Fermi-Abschirmung) erhält man:

$$\mu_{ii}^{3D} \propto \frac{T^{\frac{1}{2}}}{N_i}, \quad \mu_{ii}^{2D} \propto \frac{n_s^{\frac{1}{2}}}{N_i} \quad (2.14)$$

wobei N_i die Konzentration der ionisierten Störstellen ist. Im bulk-Material ist diese Streuung der limitierende Faktor bei niedrigen Temperaturen. Die Beweglichkeit des 2DEG weist allerdings keine Temperaturabhängigkeit auf. Aufgrund der hohen Ladungsträgerkonzentration im Kanal werden die Störstellen im 2DEG effektiv abgeschirmt. Für modulationsdotierte Heterostrukturen muss man einen zusätzlichen Term berücksichtigen, der durch Streuung an räumlich durch die spacer-Schicht getrennten Fernstörstellen bedingt ist.

Legierungsstreuung: In Legierungen bringt die statistische Verteilung von Elementen lokale Potentialschwankungen mit sich. Die Höhe des Steupotentials wird als die Differenz der Bandlücken von den beiden binären Verbindungen angenommen. Die Bedeutung von diesem Streumechanismus hängt vom Grad der Unordnung im Kristall, d. h. von der Häufigkeit des Vorkommens der einzelnen Konstituenten ab. Mit dem Faktor $x(1-x)$ kann man diesem Umstand Rechnung tragen:

$$\mu_{alloy}^{3D} \propto \frac{1}{x(1-x)T^{\frac{1}{2}}}, \quad \mu_{alloy}^{2D} \propto \frac{1}{x(1-x)n_s^{\frac{1}{2}}} \quad (2.15)$$

wobei x die Legierungskonzentration für eine ternäre Halbleiterverbindung ist. Die Wellenfunktion des 2DEG dringt durch die Grenzfläche in die AlGaIn-Schicht ein und bewirkt die Legierungsstreuung. Jedoch ist auch hier der Streumechanismus für ein 2DEG temperaturunabhängig.

Versetzungstreuung: Wegen der hohen Versetzungsdichte in Nitrid-Halbleitern müssen ebenfalls die elektrisch aktiven Fadenversetzungen berücksichtigt werden. Entlang dieser Fadenversetzungen bilden sich akzeptorartige Zentren, die mit Elektronen vom Leitungsband negativ geladen werden und so als Coulomb-Streuzentren wirken [ng]:

$$\mu_{disl}^{3D} = \mu_{disl}^{2D} \propto \frac{T}{N_{disl} \cdot n} \quad (2.16)$$

Grenzflächenstreuung: In einem quasi-2DEG findet der Ladungsträgertransport an der Grenzfläche zwischen zwei Halbleitern statt. Die periodische Gitterstruktur ist durch die Oberflächenrauigkeit gestört und dies reduziert wiederum die Beweglichkeit. Die Auswirkung der Grenzflächenstreuung auf die effektive Beweglichkeit von AlGaIn/GaN-Heterostrukturen wurde in [obe] und [ant] theoretisch und experimentell untersucht.

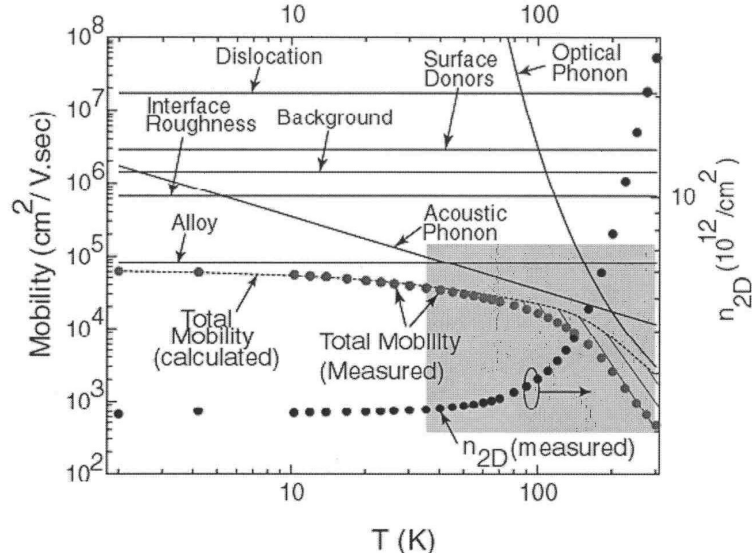


Abb. 2.7: Beweglichkeit des 2DEGs einer AlGaIn/GaN-Heterostruktur in Abhängigkeit der Temperatur. Neben der gemessenen und der berechneten Gesamtbeweglichkeit sind ebenfalls die berechneten Beweglichkeiten unter Berücksichtigung von unterschiedlichen Streumechanismen (Optische Phononen-, akustische Phononen-, Legierungs-, Versetzungs- und Grenzflächenstreuung) dargestellt [jen].

Von Yun et al. [yun] wurde gezeigt, dass im einfachen GaN-Volumenmaterial die Wechselwirkung von Elektronen mit den ionisierten Störstellen der dominierende Streueffekt bei niedrigen Temperaturen ist. Durch das Wachstum von modulationsdotierten Heterostrukturen ist es nun möglich, den Ladungsträgerkanal räumlich von den Donatoren im AlGaIn zu trennen und somit die Streuung an Donatoren zu verhindern. In Abb. 2.7, in der die Beiträge von den unterschiedlichen Streumechanismen gezeigt sind, ist ersichtlich, dass die Beweglichkeit bei Raumtemperatur hauptsächlich durch optische Phononen begrenzt ist [jen].

2.3 Wachstum

Die beiden wichtigsten Epitaxie-Arten für das Wachstum von Gruppe III-Nitrid-Schichten und deren Heterostrukturen seien hier prinzipiell beschrieben.

2.3.1 Metallorganische Gasphasenepitaxie

Die Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOCVD) ist die Wachstumsmethode von dünnen III-Nitrid-Schichten, die am meisten im industriellen Bereich Anwendung

findet. Dies ist auf mehrere Vorzüge dieser Technik zurückzuführen: großflächiges Wachstum, gute Gleichförmigkeit der Schichten und hohe Wachstumsraten.

Prinzipiell werden bei dieser Methode die gasförmigen Quellenmaterialien zusammen mit dem Trägergas (meist H_2 oder N_2) über ein geheiztes Substrat geleitet, wo die Zwischenprodukte thermisch zersetzt werden und wo sich eine Nitrid-Schicht bildet. Der Wachstumsprozess findet hierbei nahe dem thermodynamischen Gleichgewicht statt.

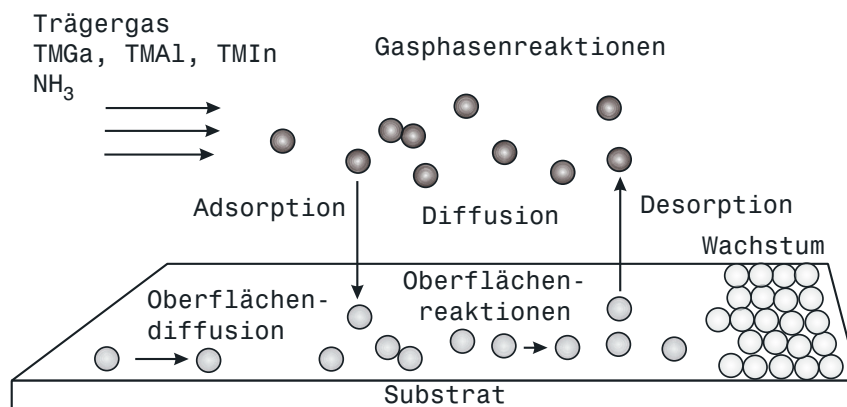


Abb. 2.8: Reaktionen beim Schicht-Wachstum mittels Metallorganischer Gasphasen-epitaxie.

Die prinzipiellen chemischen und physikalischen Reaktionen sind in Abb. 2.8 gezeigt, jedoch sind diese aufgrund der Kombination von Reaktionen in der Gasphase und auf der Oberfläche des Substrats sehr komplex. Als Quellen für die Metalle (Metall $\text{M} = \text{Ga}, \text{Al}, \text{In}$) in den Nitrid-Schichten MN werden Trimethyl- oder Triethyl-Verbindungen eingesetzt und für den Stickstoff wird Ammoniak (NH_3) in den Reaktor geleitet. In der Gasphase kommt es nun zu einer Teilzerlegung der metallorganischen Verbindungen und die vollständige Zerlegung findet auf der Oberfläche statt. Da NH_3 eine hohe thermische Stabilität aufweist, muss das Substrat auf 900°C bis 1100°C aufgeheizt werden. Aufgrund dieser hohen Wachstumstemperaturen kommt es zu einem Ausdiffundieren von Stickstoff aus der Nitrid-Schicht, da Stickstoff einen hohen Dampfdruck besitzt, und zum anderen kann die Schicht mit Kohlenstoff kontaminiert werden, wenn die organischen Radikale der metallorganischen Verbindungen sich zersetzen. Der Verlust an Stickstoff kann verhindert werden, indem man bei der Deposition ein großes Verhältnis der III/V-Gase wählt (z. B. $\geq 2000:1$).

2.3.2 Molekularstrahlepitaxie

Das Wachstum mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) erfordert ein Ultrahochvakuum, das im Vergleich zur MOCVD eine bessere Prozesskontrolle und in situ-Analytik

ermöglicht. Die für das Schichtwachstum benötigten Gruppe III-Elemente und die Dotierstoffe (Si, Mg) werden aus Knudsen-Effusionszellen in Form eines Molekularstrahles auf das geheizte Substrat aufgedampft (Abb. 2.9).

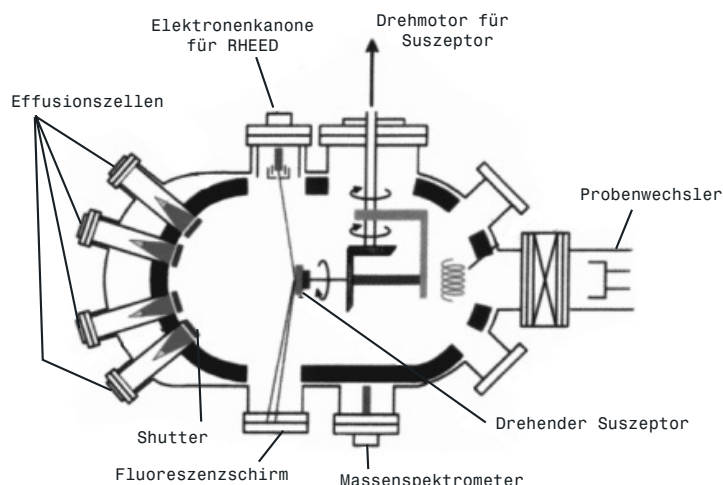


Abb. 2.9: Prinzipieller Aufbau einer Molekularstrahlepitaxie-Anlage.

Aufgrund der Dreifachbindung zwischen zwei Stickstoffatomen ist N_2 sehr stabil (Dissoziationsenergie = $964,04 \text{ kJ mol}^{-1}$) und deshalb kann molekularer Stickstoff nur als Quelle dienen, wenn eine Plasmaquelle daraus Stickstoff-Radikale produziert. Diese Epitaxie-Art wird auch als *Plasma Induced Molecular Beam Epitaxy* (PIMPE) bezeichnet.

Der Stickstoff wird so z.B. mit einer *radio-frequency* (RF)-Plasmaquelle bei 13,56 MHz oder mit einer *electron cyclotron resonance* (ECR)-Quelle bei 2,45 GHz aktiviert. Mit dieser Methode, bei der die Kinetik an der Substratoberfläche für das Wachstum entscheidend ist, können Wachstumsraten von etwa $1 \mu\text{m/h}$ erreicht werden. Im Vergleich zur MOCVD können Schichten bei niedrigeren Temperaturen (700°C – 800°C) deponiert werden, da bei der MBE der Stickstoff nicht thermisch auf dem Substrat aktiviert wird.

2.4 Substrate

Allgemein spielt das Substrat beim Wachstum von qualitativ hochwertigen Epitaxie-Schichten eine sehr wichtige Rolle. Im Idealfall setzt man deshalb großflächige Substrate aus dem gleichen Material ein (Homoepitaxie), um zu verhindern, dass aufgrund schlechter Gitteranpassung Versetzungen in dem gewachsenen Material entstehen. Aus thermodynamischen Gründen sind die herkömmlichen Verfahren wie Czochralski und Bridgman jedoch nicht dazu geeignet um GaN-Kristalle zu züchten. Der Schmelzpunkt von GaN beträgt nämlich 2800°C und der Stickstoffdruck muss

	GaN	Al ₂ O ₃	Si(111)	6H-SiC	AlN
Gitterkonstante a [Å]	3,189	4,758	5,430	3,080	3,11
Gitterkonstante c [Å]	5,185	12,991	-	15,12	4,98
Thermische Leitfähigkeit [W/cm K]	1,3	0,5	1 - 1,5	3,0 - 3,8	2,85
Thermischer Ausdehnungs- Koeffizient [$10^{-6} K^{-1}$]	5,59	7,5	2,59	4,2	4,2
Gitterfehlانpassung GaN/Substrat [%]		16	-16,9	3,5	2,4
Thermische Fehlanpassung [%]		-34	54	25	25

Tab. 2.2: Materialeigenschaften von Substraten für III-V-Nitrid-Epitaxie: GaN, Saphir, Si (111), 6H-SiC und AlN [kro].

bei dieser Temperatur sehr hoch sein (2000 bar). Alternativ können mittels *Hydride Vapor Phase Epitaxy* (HVPE) dicke GaN-Schichten ($\sim 100 \mu m$) gewachsen werden, die dann als Quasi-Substrate dienen.

Da bislang keine *bulk* GaN-Substrate in ausreichender Größe käuflich sind, wird für industrielle und wissenschaftliche Anwendungen die Epitaxie von III-V-Nitrid-Schichten und Schichtsystemen auf Substraten aus alternativem Material durchgeführt (Heteroepitaxie). An diese Materialien werden allerdings hohe Anforderungen gestellt. Wegen der hohen Bindungsenergien der Nitride liegt ihre Wachstumstemperatur bei 800°C (MBE) - 1100°C (MOCVD) und somit müssen alternative Substrate notwendigerweise bei diesen Temperaturen stabil sein. Neben guter und ausreichender Verfügbarkeit, niedrigem Preis und müssen sie auch wichtige physikalische Eigenschaften wie gute Gitteranpassung, hohe thermische Leitfähigkeit usw... aufweisen. Im Hinblick auf diese Anforderungen sollen nun einige Substrate beleuchtet und verglichen werden. In dieser Arbeit wurden ausschließlich Heterostrukturen auf Saphir, Silicium und Siliciumkarbid benutzt. Eine ausführliche Beschreibung dieser Substrate (Herstellung, kristallographische Eigenschaften, Epitaxie mit diesen Substraten, usw...) wurde von L.Liu und J.H. Edgar zusammengestellt [liu]. Die wichtigsten Materialparameter der hier behandelten Substrate findet man in Tab.2.2.

2.4.1 Saphir

Bereits bei den ersten Untersuchungen zu GaN-Wachstum mittels HVPE im Jahre 1969 wurde von H.P. Maruskas und J.J. Tietjen Saphir (Al₂O₃) als Substrat gewählt [maru]. Seither ist Saphir das am meisten benutzte GaN-Substrat geblieben. Obwohl Saphir eine hohe thermische Stabilität besitzt und in großer Menge und verhältnismäßig günstig verfügbar ist, leidet dieses Material unter einigen Eigenschaften, die das Wachstum und den anschließenden Einsatz in Bauelementen erschweren. So ist z. B. die hohe Gitterfehlانpassung vom Saphir zum GaN verantwortlich für eine hohe Versetzungsdichte (10^{10} cm^{-2}) in GaN-Schichten. Für die Bauelement-Eigenschaften

führen die hohen Defektdichten zu einer niedrigeren thermischen Leitfähigkeit, zu einer höheren Dichte an Rekombinationszentren und zu einer niedrigeren Beweglichkeit aufgrund von zusätzlichen Streuzentren (siehe Kap. 2.2.3).

Der Umstand, dass der thermische Ausdehnungskoeffizient von Saphir größer ist als jener von GaN, führt beim Abkühlen von der Wachstumstemperatur zu einer biaxialen Verspannung in der gewachsenen Schicht. Bei dicken Schichten kommt es dann zu *cracks* in der Schicht oder im schlimmsten Fall sogar zu einem Brechen des Substrats [etz]. Ein weiterer Nachteil für Bauelemente ist die niedrige Wärmeleitfähigkeit von Saphir ($\sim 0,5 \text{ W/cm K}$ bei 100°C). Da in Hochfrequenz- und insbesondere in Hochleistungstransistoren sehr hohe Leistungsdichten erzeugt werden, ist eine gute Wärmeabfuhr sehr wichtig um zu verhindern, dass die Bauelemente durch Überhitzen zerstört werden. Bei Saphir-Substraten wird das Leistungsverhalten der Transistoren durch die schlechte thermische Leitfähigkeit eingeschränkt. Auf der anderen Seite profitieren die Transistoren von sehr schlechten elektrischen Leitfähigkeit des Substrats. Allerdings wurde auch schon nachgewiesen, dass der Sauerstoff von Saphir für eine ungewollte n-Dotierung in der GaN-Schicht, d. h. für eine Erhöhung der Hintergrundkonzentration an Elektronen verantwortlich sein kann [van].

2.4.2 Silicium

Da nunmehr seit etlichen Jahrzehnten an Silicium geforscht wird und aufgrund seiner dominierenden Stellung im gesamten Halbleitermarkt, ist es sicherlich der Halbleiter mit der am fortgeschrittensten Entwicklung und „ausgereiftesten“ Herstellungstechnologie. Silicium-Wafer mit großem Durchmesser können heute zu sehr niedrigen Preisen in hohen Stückzahlen produziert werden. Normalerweise werden die Si bulk-Kristalle mit dem Czochralski- oder dem *floatzone*-Verfahren hergestellt.

Für das Wachsen von GaN-Schichten kommt die hervorragende thermische Stabilität von Si zum Tragen. Die Qualität dieser Schichten auf Si reicht jedoch bis dato nicht an die Qualität auf Saphir oder SiC. Dies liegt zum größten Teil an der großen Gitterfehlانpassung (-17%) und an der thermischen Fehlanpassung (+54%), die wie auch beim Saphir die Bildung von *cracks* begünstigen. Um die Spannung in der GaN-Schicht nach dem Abkühlen von der Wachstumstemperatur zu reduzieren und um somit *cracks* zu verhindern, haben Dadgar et al. [dad],[rei] mehrere GaN-Schichten, die durch LT(low temperature)-AlN-Zwischenschichten übereinander gewachsen. Desweiteren hat Si die Tendenz amorphe Siliciumnitrid-Schichten unter reaktiver Stickstoff-Atmosphäre zu bilden [leb].

Der Einsatz von Si(111)-Substraten für auf GaN-basierende Bauelemente wie z. B. blaue Leuchtdioden [san], UV-Detektoren [osi] oder HEMTs [jav] ist im Hinblick auf die spätere Integration mit Silicium-Bauelementen sehr interessant.

2.4.3 Siliciumkarbid

Siliciumkarbid (4H- und 6H-polytype) hat bei der GaN-Epitaxie gegenüber Saphir Vorteile, wie z. B. höhere Wärmeleitfähigkeit ($3,8 \text{ W/cm K}$) und eine kleinere Gitterfehlانpassung (3,1%) in [0001]-Richtung [han]. Diese Fehlanpassung ist dennoch

groß genug, dass in GaN eine hohe Defektdichte auftritt. Außerdem ist die hohe Defektdichte darauf zurückzuführen, dass es sehr schwierig ist glatte SiC -Oberflächen zu präparieren. So produzieren die Hersteller SiC-Wafer mit einer Oberflächenrauigkeit (1 nm RMS), die um eine Größenordnung höher ist als die von Al_2O_3 (0,1 nm RMS). Bei einer Dichte von Schraubenversetzungen von 10^3 bis 10^4 cm^{-2} [wah] können sich diese Defekte vom SiC in die GaN-Schichten fortsetzen.

Außerdem hat sich das direkte Wachstum von GaN auf SiC aufgrund einer schlechter Benetzung zwischen den beiden Materialien als sehr schwierig herausgestellt [lah] und aus diesem Grund werden auch bei SiC zuerst AlN- oder AlGaN-buffer-Schichten gewachsen. SiC besitzt einen geringeren thermischen Ausdehnungskoeffizienten als GaN in der Wurtzit-Struktur und somit sind die GaN-Schichten bei Raumtemperatur typischerweise biaxial verspannt, wobei der Betrag und die Richtung der Verspannung stark von den Prozessbedingungen abhängen. Der Unterschied in der thermischen Ausdehnung und die Gitterfehlانpassung zwischen SiC und GaN führen zu einer Defektdichte von 10^9 bis 10^{10} cm^{-2} . In Untersuchungen konnte mittels optischer und Raman-Spektroskopie gezeigt werden, dass GaN-Schichten, die mit MOCVD und mit MBE gewachsen wurden, einer Zugspannung ausgesetzt sind, während in Schichten auf Saphir Druckspannung vorherrscht [krug], [sha].

Schlussendlich soll noch auf den sehr hohen Einkaufspreis hingewiesen werden, der verhindert, dass SiC-Wafer in großen Stückzahlen zur industriellen Produktion von III-V-Nitrid-Schichten und -Heterostrukturen eingesetzt werden können.

Kapitel 3

Bauelemente mit AlGaIn/GaN-Schichten

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit HEMTs im allgemeinen und speziell mit jenen aus AlGaIn/GaN-Heterostrukturen. In Kap. 3.1 werden die verwendeten Schichtstrukturen vorgestellt. Dann werden das Funktionsprinzip von HEMTs und der Ladungsträgertransport im zwei-dimensionalen Elektronengas mittels zwei unterschiedlicher Ansätze beschrieben (Kap. 3.2). Als Methoden der Grundcharakterisierung für die „jungfräulichen“ Schichten bzw. die Transistoren werden Hall-Messungen bzw. IV-Messungen gezeigt (Kap. 3.3). In Kap. 3.4 werden zwei HEMT-Layouts (RundHEMTs, Linear-HEMTs) mit deren Anwendungsgebieten aufgeführt. Schließlich werden die Prozessierungsschritte für die Herstellung von HEMTs (Kap. 3.5) und die Passivierung der Bauelemente (Kap. 3.6) beschrieben.

3.1 Verwendete Schichtsysteme

In der Tab. 3.1 sind die Schichtpakete der AlGaIn/GaN-Heterostrukturen AIX894-897 auf Saphir-Substrat aufgeführt. Die Schichten sind in der Weise ausgewählt,

Schichtbezeichnung	AIX894	AIX895	AIX896	AIX897
AlGaIn barrier layer [nm]	6	12	12	12
AlGaIn carrier supply layer [nm]	10	10	10	15
AlGaIn spacer layer [nm]	5	5	5	5
GaN buffer layer [nm]	2500	2500	2500	2500
Dotierkonzentration [cm^{-3}]	$5 \cdot 10^{18}$	$5 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$
AlN-Anteil am AlGaIn [%]	18	18	18	18
Schichtkonzentration n_S (300K) [cm^{-2}]	$4,7 \cdot 10^{12}$	$5,8 \cdot 10^{12}$	$5,5 \cdot 10^{12}$	$5,8 \cdot 10^{12}$
Beweglichkeit μ (300K) [cm^2/Vs]	1335	1091	1119	1207

Tab. 3.1: Schichtstrukturen der untersuchten dotierten HEMT-Schichten auf Saphir-Substraten (AIX894- AIX897).

Schichtbezeichnung	AIX1444	AIX1450	Fo934
AlGaIn barrier layer [nm]	25	5	5
AlGaIn carrier supply layer [nm]	0	15	15
AlGaIn spacer layer [nm]	0	5	5
GaN buffer layer [nm]			750
AlN nucleation layer [nm]			12
Dotierkonzentration [cm^{-3}]	0	$5 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{19}$
AlN-Anteil am AlGaIn [%]	30	30	15
Schichtkonzentration n_S (300K) [cm^{-2}]	$7,12 \cdot 10^{12}$	$7,36 \cdot 10^{12}$	-
Beweglichkeit μ (300K) [cm^2/Vs]	1330	1173	-

Tab. 3.2: Schichtstrukturen der undotierten (AIX1444) und dotierten (AIX1450 und Fo934) HEMT-Schichten auf Silicium-Substraten.

Schichtbezeichnung	F1435	F1438	F1749	ED185
GaN cap layer [nm]	3	3	3	5
AlGaIn barrier layer [nm]	30	30	5	27
AlGaIn carrier supply layer [nm]	0	0	10	0
AlGaIn spacer layer [nm]	0	0	10	0
GaN buffer layer [nm]	3000	3000	3000	2000
AlN nucleation layer [nm]	40	40	40	100
Dotierkonzentration [cm^{-3}]	0	0	$2 \cdot 10^{18}$	0
AlN-Anteil am AlGaIn [%]	30	30	30	30
Schichtkonzentration n_S (300K) [cm^{-2}]	$7,77 \cdot 10^{12}$	$6,95 \cdot 10^{12}$	$6,19 \cdot 10^{12}$	-
Beweglichkeit μ (300K) [cm^2/Vs]	1900	1930	1780	-

Tab. 3.3: Schichtstrukturen der undotierten (F1438, F1435 und ED185) und dotierten (F1749) HEMT-Schichten auf Siliciumkarbid-Substrat.

dass von Probe zu Probe jeweils ein Parameter (Dicke des AlGaIn barrier layers, des spacer layers und die Dotierkonzentration) verändert wurde.

Die HEMT-Schichten auf Silicium-Substrat sind in der Tab. 3.2 beschrieben. Die Schichten AIX1444 und AIX1450 wurden auf die gleiche Weise gewachsen mit dem Unterschied, dass AIX1450 eine Dotierschicht enthält. Die Pufferschichten sind nicht explizit aufgezählt, da es sich bei diesen Schichten um komplizierte Pufferstrukturen, bei denen sich mehrere AlN-, AlGaIn-, GaN- und LT-AlN-Schichten abwechseln. Hiermit ist es gelungen, die Spannung in der HEMT-Schicht nach dem Abkühlen zu verkleinern, so dass im Vergleich zu der Schicht Fo934 die Crack-Dichte sehr stark reduziert wurde. Alle Schichten auf Saphir- und Silicium-Substraten wurden mittels MOCVD von der Firma AIXTRON AG hergestellt.

Auf SiC-Substrat wurden folgende Heterostrukturen gewachsen (Tab. 3.3): F1435, F1438 und ED185 (undotiert) und F1749 (dotiert). Die Proben F1435 und F1438

unterscheiden sich lediglich dadurch, dass das Substrat von F1435 vor der Epitaxie noch speziell gereinigt wurde. Die Schichten F1435, F1438 und F1749 wurde von ATMI mittels MOCVD hergestellt und die Probe ED185 wurde von E. Dona am Institut für Schichten und Grenzflächen-1 (Forschungszentrum Jülich) mittels MBE gewachsen.

3.2 High Electron Mobility Transistor (HEMT)

3.2.1 Funktionsprinzip

Die Familie der Feldeffekt-Transistoren (FETs) besteht im allgemeinen aus drei Haupttypen, die sich durch die Gatebarriere und durch die Art des Kanals unterscheiden. Man unterscheidet dabei den Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor (MOSFET), den Metal-Semiconductor Field-Effect Transistor (MESFET) und den High Electron Mobility Transistor (HEMT). Im Prinzip handelt es sich bei allen FETs um Widerstände, die durch das Anlegen einer äußeren Steuerspannung verändert werden. Für die folgenden Untersuchungen beschränkt sich diese Arbeit auf HEMTs. Für den HEMT findet man in der Literatur auch andere Bezeichnungen abhängig davon welcher Eigenschaft des Transistors am meisten Rechnung getragen wird: Heterostructure FET (HFET), Modulation Doped FET (MODFET), Two-Dimensional Electron Gas FET (TEGFET), Selectively Doped Heterostructure Transistor (SDHT).

In der Abb. 3.1 ist der prinzipielle Aufbau eines HEMTs dargestellt.

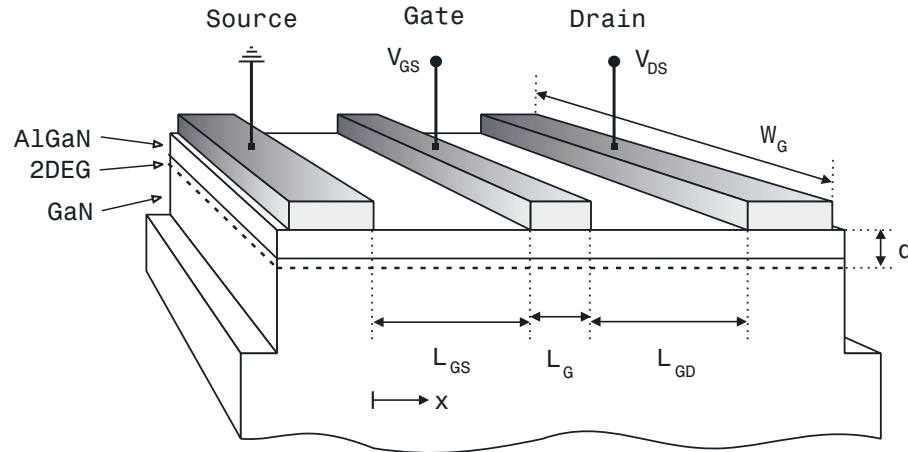


Abb. 3.1: Schematischer Aufbau eines High Electron Mobility Transistors.

Sowohl „Drain“ als auch „Source“ sind zwei Ohmsche Kontakte, zwischen denen die Drain-Spannung V_{DS} angelegt wird. Wie beim MESFET wird auch beim HEMT der Kanalstrom zwischen Drain und Source über eine Raumladungszone gesteuert,

die mit der Spannung am „Gate“ verändert werden kann. Diese Raumladungszone isoliert das Gate elektrisch vom 2DEG. Im Gegensatz zum MESFET ist beim HEMT der leitende Kanal allerdings kein dotierter Halbleiter sondern das zweidimensionale Elektronengas (vgl. Kap. 2.2.1). Die hohe Elektronenkonzentration von typisch 10^{13} cm^{-2} im 2DEG von AlGaN/GaN-HEMTs rührt zum einen von Donatoren in der dotierten AlGaN-Schicht und/oder zum anderen von polarisationsinduzierten Ladungen her. Da der Kanal weitgehend frei von Streuzentren ist, weist der Kanal eine hohe Ladungsträgerbeweglichkeit auf (Kap. 2.2.3) und der Transistor zeichnet sich durch Rauscharmut aus. Das Gate besteht aus einem Schottky-Kontakt, der geometrisch durch die Gateweite W_G und die Gatelänge L_G charakterisiert wird. Die Gatelänge definiert den aktiven Bereich unter dem Transistor und ist ein wichtiger Parameter für die Verstärkung des Bauelements. Weitere geometrische Parameter sind der Abstand zwischen dem Gate und dem Source L_{GS} bzw. zwischen dem Gate und dem Drain L_{GD} .

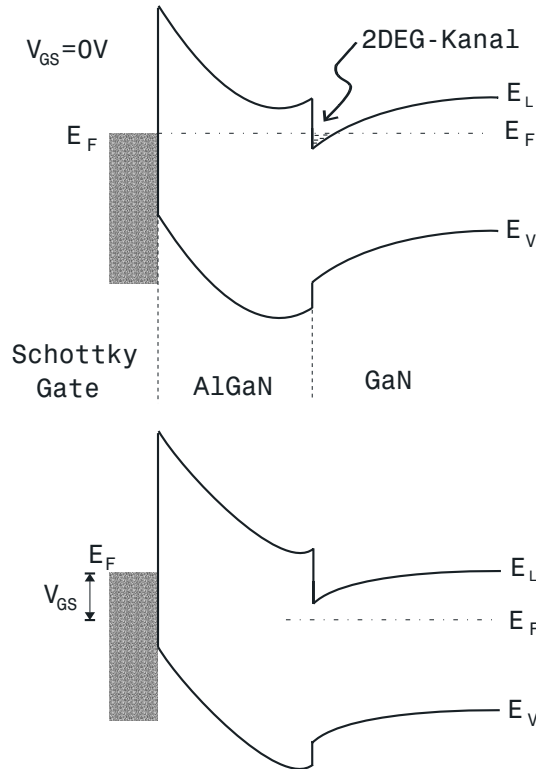


Abb. 3.2: Elektronisches Bänderschema senkrecht zur Waferoberfläche unter der Gate-Elektrode für eine modulationsdotierte AlGaN/GaN-Heterostruktur.

Die Abb. 3.2 zeigt das elektronische Bänderschema längs einer Achse senkrecht zur Waferoberfläche unterhalb der Gate-Elektrode. Im oberen Bild ist der Fall ohne

Gatespannung ($V_{GS}=0\text{ V}$) und im unteren Bild für eine negative Gatespannung dargestellt. Das metallische Gate ist über eine hochohmige Zone vom hochleitenden Kanal getrennt. Wie in Kap. 2.2.1 gezeigt kommt es an einem Metall-Halbleiter-Schottky-Kontakt zum Pinning des Fermi-Niveaus an der Grenzfläche nahe der Mitte des verbotenen Bandes. Bei Anlegen einer negativen Gatespannung wird das Fermi-Niveau des Gates gegenüber dem Fermi-Niveau des bulk-GaN nach oben verschoben und aufgrund des Pinnings wird das gesamte Bandschema am Gate angehoben. Die Kanalzone verarmt an Elektronen und wird somit abgeschnürt. Die Gate-Spannung V_{GS} steuert somit die Ladungsträgerdichte im 2-dimensionalen Elektronengas.

3.2.2 Transport

Es gilt nun ein Transportmodell zu finden, das den Drainstrom I_D hinreichend beschreibt und es erlaubt Zusammenhänge zwischen Gleichstromgrößen wie der Steilheit g_m und Hochfrequenzgrößen wie der Transitfrequenz f_T herzustellen. Der Drainstrom im Kanal, bei dem das 2DEG durch die Flächenladungsdichte n_s und die Geschwindigkeit v_d gegeben ist, kann allgemein durch

$$I_D = qn_s \cdot v_d \quad (3.1)$$

beschrieben werden, wobei der Drainstrom auf die Gateweite W_G bezogen ist, d. h. die Einheit von I_D beträgt mA/mm.

Modell konstanter Beweglichkeit Unter der Voraussetzung, dass die Beweglichkeit μ der Ladungsträger im Kanal konstant bleibt, kann für I_D entlang des Kanals in x-Richtung folgender Ausdruck angesetzt werden:

$$I_D = -\mu_n Q(x) \frac{dV(x)}{dx} \quad (3.2)$$

wobei $Q(x)$ die Flächenladungsdichte im Kanal und $V(x)$ das Potential entlang des Kanals ist. Da es sich bei GaN um einen Halbleiter mit einer hohen Elektronenbeweglichkeit handelt ist die Annahme, dass die Beweglichkeit unabhängig von der Elektronenkonzentration ist, erfüllt [mim1]. In [mim2] wurde der Drainstrom im Sättigungsbereich berechnet:

$$I_D = \frac{\mu\varepsilon}{2dL_G} \cdot (V_{GS} - V_{th})^2 \quad (3.3)$$

wobei d der Abstand zwischen dem Gate und dem Kanal, ε die Dielektrizitätszahl und V_{th} (*threshold voltage*) die Einsatz- oder Schwellenspannung ist. Aus diesem Resultat lassen sich die Steilheit g_m und die Transitfrequenz f_T des HEMTs ermitteln:

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS}=\text{konst.}} = \frac{\mu\varepsilon}{dL_G} \cdot (V_{GS} - V_{th}) \quad (3.4)$$

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_G} = \frac{\mu}{2\pi L_G^2} \cdot (V_{GS} - V_{th}) \quad (3.5)$$

Dabei wurde für die Kapazität des Gates C_G der Ausdruck für einen Plattenkondensator $C_G = \epsilon L_G W_G / d$ angesetzt. Bei der Steilheit handelt es sich um ein Maß für die Verstärkung von Feldeffekt-Transistoren, wogegen die Transistfrequenz die charakteristische Kenngröße ist, bei der die Kurzschluss-Stromverstärkung den Wert 1 annimmt. Diese Abhängigkeiten gelten allerdings nur für HEMTs mit großen Gatelängen. In der Abb. 3.3 links sind die Ausgangskennlinien für einen solchen Transistor ($L_G = 50 \mu\text{m}$) dargestellt. Die gestrichelte Linie deutet an, wo der lineare Bereich der Kennlinien in den Sättigungsbereich übergeht. An den Transferkennlinien in der rechten Grafik erkennt man, dass der Drainstrom im Sättigungsbereich ($V_{DS} \geq 4 \text{ V}$) ein parabolisches Verhalten mit der Gatespannung V_{GS} (s. Gl. 3.3) an den Tag legt. Dieses Resultat ist jedoch nur solange gültig, wie die Feldstärken im HEMT nicht

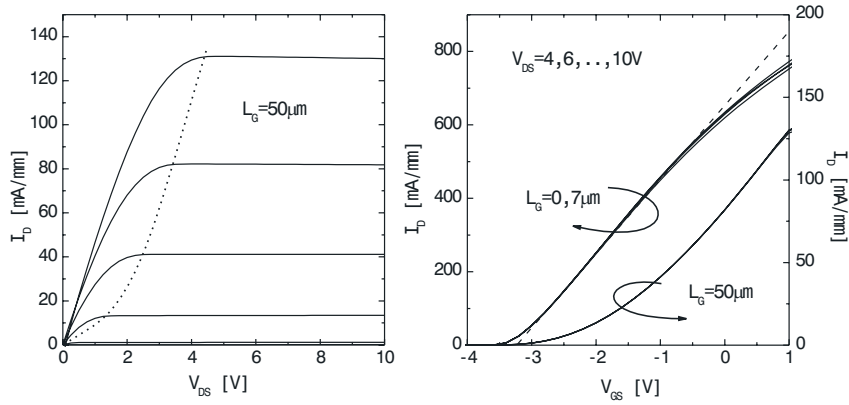


Abb. 3.3: Messungen an HEMTs (Probe F1438) mit unterschiedlichen Gatelängen L_G . Links: Ausgangskennlinien für $L_G = 50 \mu\text{m}$. Rechts: Transferkennlinien für $L_G = 50 \mu\text{m}$ und $0.7 \mu\text{m}$.

so groß werden, dass eine Geschwindigkeitssättigung der Elektronen eintritt.

Modell konstanter Sättigungsgeschwindigkeit Da bei Gatelängen im Sub- μm -Bereich sehr große Feldstärken auftreten, so dass die Beweglichkeit der Elektronen im Kanal nicht mehr als konstant angenommen werden kann, setzt man hier ein Modell an, bei dem die Elektronen eine konstante Sättigungsgeschwindigkeit v_{sat} besitzen. Daraus ergibt sich für den Drainstrom:

$$I_D = qn_S \cdot v_{sat} \quad (3.6)$$

Für die Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte im Kanal von der Gatespannung haben Drummond et al. [dru] folgenden Zusammenhang bestimmt:

$$n_S = \frac{\epsilon}{q(d + \Delta d)} \cdot (V_{GS} - V_{th}) \quad (3.7)$$

wobei Δd den Abstand des Ladungsträgerschwerpunkts von der Heterogrenzfläche beschreibt. Somit können wiederum g_m und f_T berechnet werden:

$$g_m = \frac{\varepsilon}{d + \Delta d} \cdot v_{sat} \quad (3.8)$$

$$f_T = \frac{v_{sat}}{2\pi L_G} \quad (3.9)$$

Die Steilheit ist in diesem Fall unabhängig von der Gatelänge und der Sättigungsstrom hängt linear von der Gatespannung ab. Zur Illustration dieses Zusammenhangs sind die Transferkennlinien eines HEMTs mit einer Gatelänge von $0,7 \mu m$ in Abb. 3.3 rechts gezeigt. Die Kurve weicht lediglich bei Gatespannungen, für die $V_{GS} \geq -0,5 V$ gilt, vom linearen Verhalten (gestrichelte Linie) ab. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei diesen Spannungen der Bahnwiderstand nicht mehr zu vernachlässigen ist.

Mittels unterschiedlicher Transportmodelle konnte also gezeigt werden, dass für HEMTs mit sehr kleinen Gatelängen die Sättigungsgeschwindigkeit v_{sat} und nicht die Beweglichkeit μ die entscheidende Größe ist. In den folgenden Untersuchungen werden ausschließlich letztere Transistoren eingesetzt.

3.3 Grundcharakterisierung der Schichten

In dieser Arbeit werden zwei Charakterisierungsmethoden angewandt. So werden die Heterostrukturen nach der Epitaxie mittels Hall-Messungen vorcharakterisiert. Diese Methode gibt erste Hinweise auf die Beweglichkeit und die Ladungsträgerkonzentration im 2DEG. Danach werden die Bauelemente prozessiert und es werden Strom-Spannungsmessungen an den HEMTs durchgeführt.

3.3.1 Hall-Messungen

Um die Ladungsträgerkonzentration n und die Beweglichkeit μ , die durch die Leitfähigkeit

$$\sigma = ne\mu \quad (3.10)$$

miteinander verknüpft sind, zu bestimmen, misst man sowohl die Leitfähigkeit als auch den Hall-Effekt. Betrachten wir nun einen n-dotierten Halbleiter, der in sich in einem homogenen stationären Magnetfeld B befindet (s. Abb. 3.4). Der Fall für p-Dotierung verhält sich analog.

Wird an den äußeren Enden eine Spannung angelegt, so fließt ein Strom i , d. h. Elektronen bewegen sich mit der Geschwindigkeit v_x in x-Richtung. Das magnetische Feld übt dann eine Kraft (Lorentz-Kraft) aus:

$$\vec{F} = -e(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.11)$$

die dafür verantwortlich ist, dass die Elektronen abgelenkt werden (gestrichelter Pfeil). Diese Ladungsträger sammeln sich also an einer Seite an und bilden dort

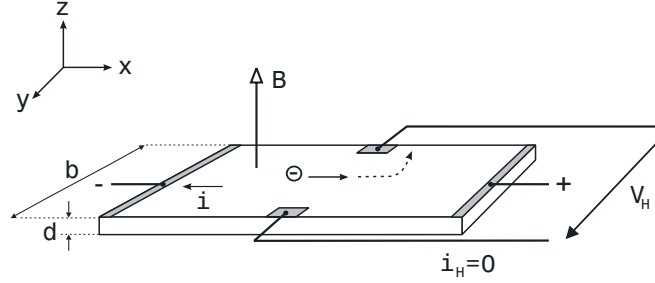


Abb. 3.4: Prinzipskizze für eine Hallmessung.

eine negative Netto-Ladung. Diese Ladungsträger bilden ein elektrisches Feld, das der Lorentz-Kraft entgegenwirkt. An den seitlichen Kontakten, die senkrecht zu B und zu i angeordnet sind, entsteht also eine Spannung, die so genannte Hall-Spannung V_H . Da zwischen diesen Kontakten kein Strom fließt ($i_H = 0$), können sich die Ladungen nur in x -Richtung bewegen und es gilt folgendes Gleichgewicht:

$$e(\vec{v} \times \vec{B})_y = ev_x B = eE_y \quad (3.12)$$

wobei $E_y = V_H/b$ gilt. Hieraus folgt ferner:

$$E_y = v_x B = \underbrace{-\frac{1}{n\epsilon}}_{R_H} \cdot \frac{iB}{bd} \quad (3.13)$$

Die Größe R_H wird als Hall-Konstante bezeichnet und ist im n-dotierten Halbleiter negativ. Aus R_H erhält man somit die Ladungsträgerkonzentration und mittels der Leitfähigkeit (Gl. 3.10) kann man dann die Hall-Beweglichkeit der Elektronen ermitteln:

$$\mu_n = \frac{\sigma_n}{en} \quad (3.14)$$

3.3.2 IV-Messungen

Die Gleichstromcharakteristik von Transistoren ist ein wichtiges Kriterium für ihre Güte, denn es gilt, dass HEMTs mit schlechten Ausgangs- und Transfer-Kennlinien ebenfalls keine befriedigenden Hochfrequenz- und Leistungseigenschaften besitzen. Welche Eigenschaften sind nun wichtig für einen guten LeistungsHEMT? Bei einem guten Leistungsbaulement kann ein möglichst großer Strom über einen großen Lastwiderstand geschaltet werden, um eine maximale Ausgangsleistung über diesen Widerstand zu erhalten. Es gilt also den Strom und die Spannungsschwingung V_{SWING} , die das Bauelement ohne Schaden aushält, zu maximieren. Für einen maximalen Strom muss die Ladungsträgerkonzentration und ihre Geschwindigkeit maximiert werden.

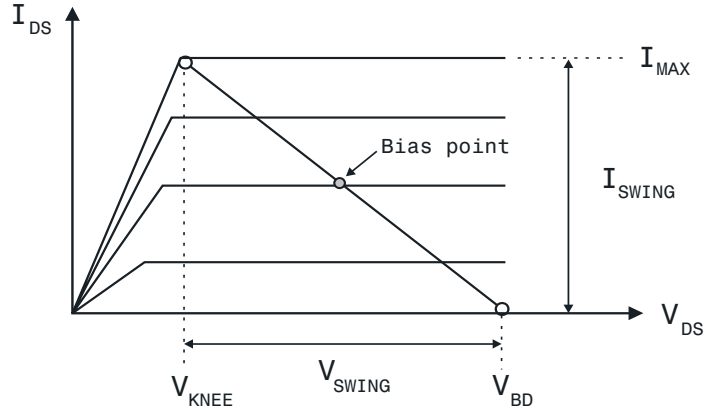


Abb. 3.5: Prinzipieller Verlauf der Ausgangskennlinien eines HEMTs.

Wie in Abb. 3.5 gezeigt ist V_{SWING} gegeben durch die Differenz der Knie voltage V_{KNEE} und der Durchbruchspannung V_{BD} . Eine niedrige V_{KNEE} erhält man, indem die Zugangswiderstände und die Kontaktwiderstände minimiert werden. Die erzeugte Leistung beträgt dann:

$$P = 1/8 \cdot I_{MAX} \cdot (V_{BD} - V_{KNEE}) \quad (3.15)$$

Die Optimierung der diesbezüglichen HEMT-Parameter wurde ausführlich von [jav1] beschrieben und soll nicht Thema dieser Arbeit sein. Vielmehr soll untersucht werden, welche tiefen Störstellen und welche Effekte verantwortlich dafür sind, dass die HEMTs nicht die aus der Theorie (s. Gl. 3.15) vorhergesagte Leistung erbringen.

3.4 HEMT-Layouts

In dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche HEMT-Layouts mit jeweils unterschiedlichen geometrischen Parametern, wie z.B. der Gatelänge oder dem Gate-Drain-Abstand eingesetzt. In der Abb. 3.6 sind die beiden Typen beispielhaft gezeigt.

Das obere Foto bildet einen RundHEMT wie er z.B. von Marso et al. [mars1], [mars2] hergestellt wurde, ab. Der Drainkontakt wird hier ringförmig vom Gate umschlossen. Unten sieht man einen typischen Linear-HEMT mit zwei Gate-Fingern. Die beiden HEMT-Typen zeichnen sich jeweils durch spezielle Eigenschaften und durch den Aufwand der Prozessierung aus (s. Tab. 3.4).

Aufgrund der wenigen Prozessierungsschritte der RundHEMTs sind diese eher dazu geeignet, ein schnelles Feedback für die Optimierung der Schichtparameter und der Technologie zu erhalten. Um jedoch Aussagen über die Hochfrequenz- und Hochleistungseigenschaften von HEMTs auf AlGAN/GaN-Schichten treffen zu können, ist man auf die Messungen an Linear-HEMTs angewiesen.

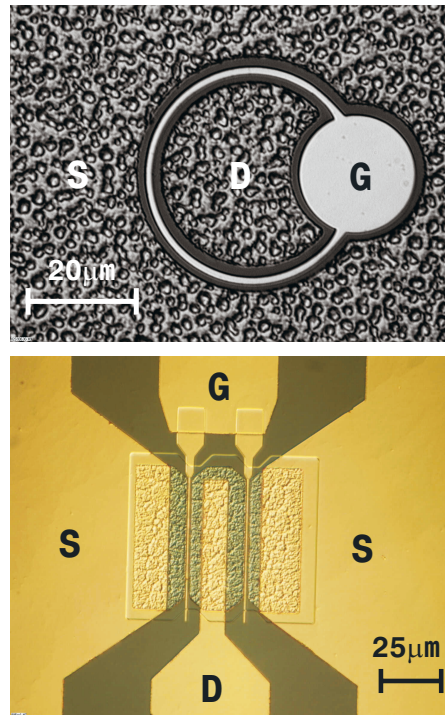


Abb. 3.6: *Unterschiedliche Layouts der Transistoren. Oben: RundHEMT. Unten: Linear-HEMT.*

Layout	Vorteile	Nachteile
RundHEMT	einfache Prozessierung: - nur zwei Lithographie-Schritte und zwei Metallisierungen - keine Mesa-Ätzung notwendig	ungeeignet für Hochfrequenz- und Hochleistungs- Anwendungen
Linear-HEMT	Anwendungen: - Hochfrequenztransistoren - Hochleistungstransistoren	aufwendige Prozessierung (s. Kap. 3.5)

Tab. 3.4: Vor- und Nachteile von RundHEMTs und LinearHEMTs.

3.5 Herstellung

In diesem Kapitel wird die Herstellung von HEMTs mit AlGaIn/GaN-Heterostrukturen beschrieben. Die Optimierung der Prozessparameter und der Technologie wurde von P. Javorka [jav1] durchgeführt. Die prinzipiellen Prozessschritte für einen Linear-HEMT sind in Abb.3.7 gezeigt. Oben ist der Querschnitt eines HEMT-Schichtpakets dargestellt. Für Schichten mit einem GaN-cap layer auf dem AlGaIn besteht kein Unterschied bezüglich der Prozessierung. Die rechte Spalte zeigt jeweils die Aufsicht auf die Probe und die linke Spalte skizziert den Querschnitt entlang der gestrichelten Linie.

Da sich auf der Probenoberfläche sowohl organische als auch anorganische Verunreinigungen als auch eine Oxid-Schicht befindet, muss die Probe vor der HEMT-Prozessierung einer Reinigung unterzogen werden. Zuerst werden die organischen Stoffe mittels Sauerstoffplasma, Aceton und Propanol entfernt. Das Oberflächenoxid und die anorganischen Verunreinigungen lassen sich dann in Säurelösungen ($\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$, $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$) und in Ammoniak-Lösung (NH_3 aq.) lösen.

- **Mesa-Ätzung:** Mittels Ionenstrahl-Ätzen (IBE) wird die AlGaIn-Schicht und teilweise der GaN-Puffer außerhalb des als „Mesa“ bezeichneten Bereiches entfernt. Bei dieser Ätzung wird durch das zweidimensionale Elektronengas geätzt, so dass Inseln entstehen, die elektrisch voneinander isoliert sind. Beim IBE-Verfahren handelt es sich um ein Trocken-Ätzen, bei dem beschleunigte Ar^+ -Ionen die Atome an der Probenoberfläche wegspalten. Bei einer Ätzrate von 30 nm/min wird üblicherweise 300 nm tief geätzt.
- **Ohmsche Kontakte:** Für ein optimales Leistungsverhalten von Transistoren ist es wichtig, einen möglichst niedrigen Kontaktwiderstand für die Ohmschen Kontakte herzustellen. Folgendes Schichtsystem hat sich dabei als sehr gut herausgestellt: Ti(35 nm)/Al(200 nm)/Ni(40 nm)/Au(50 nm). Die beiden unteren Metall-Schichten (Ti/Al) bilden den eigentlichen Ohmschen Kontakt. Das Gold erlaubt später eine optimale Kontaktierung mit den Messspitzen und die Ni-Schicht dient als Diffusionsbarriere für das Gold. Unmittelbar nach der Deposition werden die Kontakte bei 900 °C für 30 s in einer N_2 -Atmosphäre in einem RTP-Ofen einlegiert.
- **Schottky-Kontakte:** Idealerweise haben Schottky-Kontakte bei Transistoren eine hohe Schottky-Barriere und niedrige Leckströme. Das Schichtsystem Ni(50 nm)/Au(100 nm) erfüllt diese Voraussetzungen und ist außerdem bis etwa 600 °C thermisch stabil [for],[pea]. Um Gatelängen zwischen 300 nm und 700 nm zu strukturieren, wurden die Schottky-Kontakte mittels Elektronenstrahlolithographie in Drei-Lagen-Lack (PMMA 600K/200K/600K) geschrieben.
- **Kontakt-Pads:** Die Pads ermöglichen die Kontaktierung des HEMTs mit Hochfrequenz-Messspitzen. Als Metallisierung dient Ti(50 nm)/Au(300 nm). Mit der hohen Schichtdicke werden ohmsche Verluste minimiert.

Während für Linear-HEMTs alle diese Prozessierungsschritte notwendig sind, reichen bei den RundHEMTs schon das Aufbringen und Einlegieren der Ohmschen Kontakte sowie die Herstellung der Schottky-Kontakte.

3.6 Passivierung

Wie in Kap. 4.3 gezeigt wird, spielen Oberflächenzustände bei Trapping-Prozessen in AlGaIn/GaN-HEMTs eine große Rolle. Um die Besetzung dieser Zustände zu beeinflussen, passiviert man die Oberfläche mit einem Dielektrikum. So wurden die HEMTs mittels *Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition* (PECVD) mit einer SiO₂- oder einer Si_xN_y-Schicht einer Dicke von 100 nm passiviert. Nach der Deposition der Passivierungsschicht über die ganze Probe müssen die Kontakt-Pads schliesslich frei gelegt werden, um die Kontaktierung zu ermöglichen.

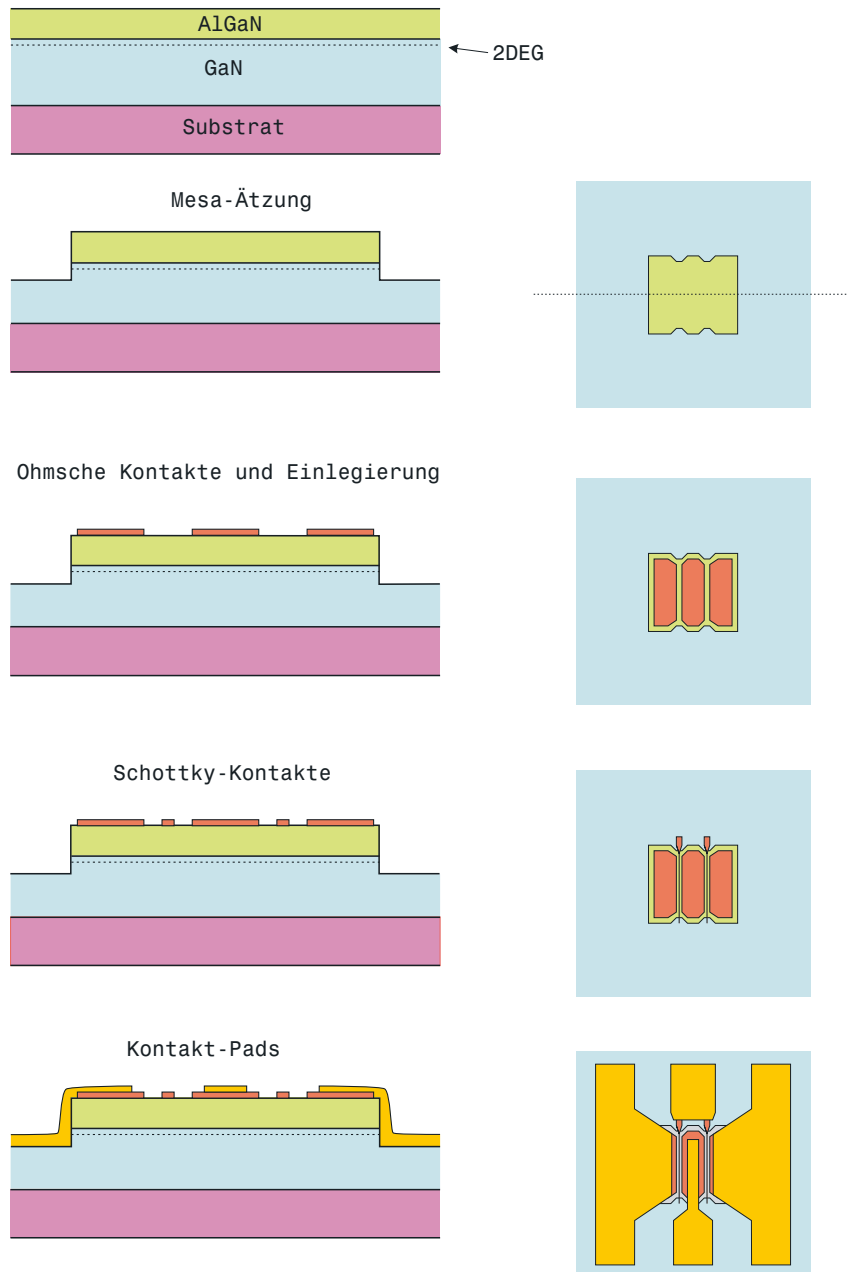


Abb. 3.7: Prozessschritte für die Herstellung von Linear-HEMTs. Linke Spalte: Querschnitt durch die Heterostruktur entlang der gestrichelten Linie rechts oben. Rechte Spalte: Aufsicht.

Kapitel 4

Trapping-Prozesse in AlGaN/GaN-Schichten

Beim Betrieb von Hochleistungs- und Hochfrequenztransistoren können tiefe Störstellen in großer Konzentration durchaus einen kruzialen Einfluss haben. Deshalb soll dieses Kapitel diesen sogenannten Traps gewidmet werden. Im Kap. 4.1 werden die physikalischen Eigenschaften und die Besetzungsprozesse von Traps beschrieben. Die möglichen Lagen dieser elektrisch aktiven Zentren in AlGaN/-GaN-Schichten werden dann in Kap. 4.2 diskutiert. Im dritten Teil 4.3 werden schließlich die phänomenologischen Auswirkungen von Traps auf unterschiedliche Messungen an HEMTs zusammengefasst.

4.1 Traps

Elektronische Zustände, die im verbotenen Bereich der Bandlücke liegen, bezeichnet man allgemein als tiefe Niveaus (*deep levels*) oder Haftstellen (*trap states*). Grundsätzlich ist der Ursprung der Traps einmal in den physikalischen Eigenschaften des Materials zu finden (vgl. Oberflächen-, Grenzflächenzustände). Auf der anderen Seite entstehen solche deep levels auch während des Schichtwachstums sowohl unbeabsichtigt (Verunreinigungen) als auch gewollt (Dotierung oder Kompensationsdotierung). Im letzteren Fall kann man eine Schicht semi-isolierend machen, indem die Dichte an beweglichen Ladungsträgern mittels Kompensationsdotierung minimiert wird, d. h. indem auf diese Weise das Fermi-Level in der Mitte der Bandlücke gepinnt wird. Dies wird z. B. ausgenutzt, um einen semi-isolierenden GaN Puffer herzustellen, der wiederum notwendig ist, um Leckströme durch den Puffer zu verhindern und um so das vollständige Abschnüren des 2DEG-Kanals zu gewährleisten.

Die Ladungsträger in den Traps wechselwirken über Generations- und Rekombinationsprozesse mit den Ladungsträgern in Valenz- und Leitungsband. In der Abb. 4.1 sind diese Prozesse beispielhaft für ein deep level der Energie E_T , das gleichmäßig im Halbleiter verteilt ist, dargestellt [schr]. Im Fall (a) fängt das Generations-Rekombinations-Zentrum (GRZ) ein Elektron aus dem Leitungsband mit dem Einfangkoeffizient c_n ein. Anschließend können zwei verschiedene Ereignisse eintre-

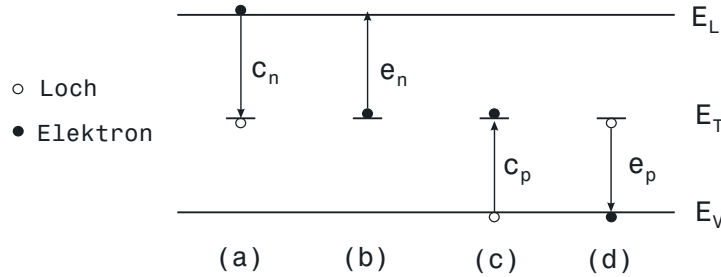


Abb. 4.1: Banddiagramm eines Halbleiters mit einer tiefen Störstelle der Energie E_T .

ten. Entweder emittiert das GRZ das Elektron wieder zurück ins Leitungsband (Fall (b): Elektronenemission e_n), oder aber es fängt ein Loch aus dem Valenzband ein (Fall (c): c_p). Nach (b) und (c) befindet sich im GRZ nun ein Loch, das wiederum zwei unterschiedliche Prozesse erlaubt. Es kann entweder das Loch ins Valenzband emittieren (Fall (d): e_p) oder es fängt wieder ein Elektron ein (Fall(a)).

Wenn bei zwei aufeinander folgenden Prozessen neben dem GRZ sowohl das Leitungsband als auch das Valenzband beteiligt sind, spricht man von einem *Rekombinations-Ereignis* ((a) und (c)) oder von einem *Generations-Ereignis* ((b) und (d)). Im Fall, bei dem ein Ladungsträger von einem Band ins GRZ eingefangen wird und in dasselbe Band wieder emittiert wird, handelt es sich um ein *Trapping-Ereignis*. Dies gilt für die Fälle „nach (a) folgt (b)“ oder „nach (c) folgt (d)“. In dieser Arbeit werden die Auswirkungen solcher Trapping-Prozesse auf die Eigenschaften von Feldeffekttransistoren untersucht.

4.2 Traps in AlGaIn/GaN-Heterostrukturen

Durch optische oder thermische Anregung kann den Elektronen ausreichend Energie zugeführt werden, um die Energiebarriere zwischen der tiefen Stelle und den beiden Bändern zu überwinden. So werden die Einfang- und Emissionsraten der Traps beeinflusst und es kommt bei der Besetzung der Zustände zu einem transienten Verhalten. Dies führt letztendlich zu Anomalien der elektrischen Eigenschaften von III-V-Bauelementen.

Bei AlGaIn/GaN-HEMTs geht man von folgenden möglichen Lagen für die Traps aus (s. Abb. 4.2),

1. die freie AlGaIn-Oberfläche
2. die AlGaIn bulk-Schicht
3. die AlGaIn-GaN-Grenzfläche
4. die GaN-Pufferschicht

5. die Grenzfläche zwischen GaN und Substrat
6. das Substrat

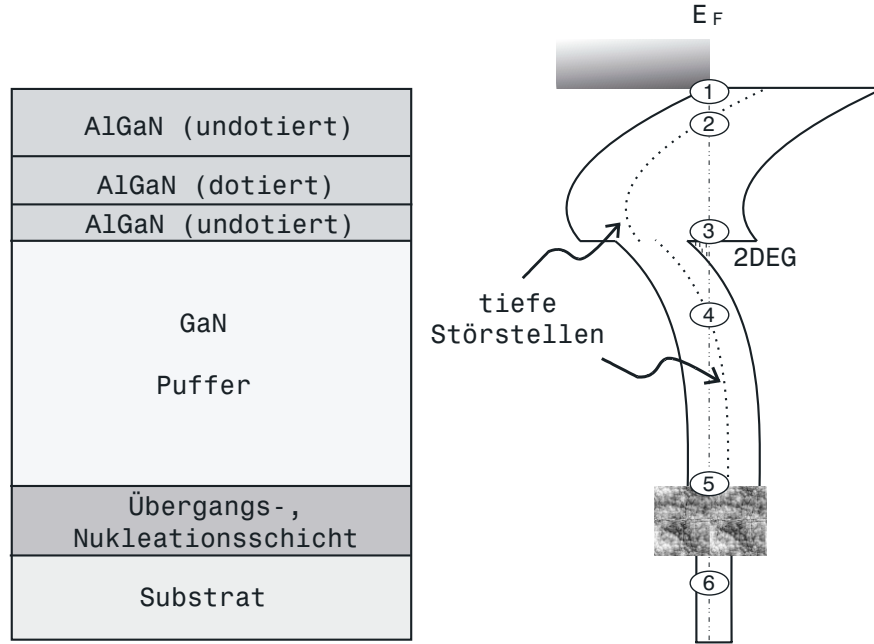


Abb. 4.2: Bänderschema eines dotierten AlGaIn/GaN HEMTs von der AlGaIn-Oberfläche senkrecht bis ins Substrat mit den möglichen Lagen der Traps: 1. Freie AlGaIn-Oberfläche, 2. AlGaIn bulk-Schicht, 3. AlGaIn-GaN-Grenzfläche, 4. GaN-Pufferschicht, 5. Substrat-GaN-Grenzfläche und 6. Substrat.

Da von der Rückseite des Substrats keine Spannung angelegt wird und aufgrund der großen räumlichen Distanz kann ein Einfluss von Traps im Substrat, sowie von solchen an der Grenzfläche GaN-Substrat ausgeschlossen werden. Obwohl die Existenz von Störstellen im AlGaIn bereits nachgewiesen werden konnte [bra],[pol1], wurde noch kein Zusammenhang zwischen diesen deep levels und Trapping-Effekten in AlGaIn/GaN-HEMTs gefunden. Dies gilt ebenfalls für die Grenzfläche von AlGaIn-GaN, obwohl die Grenzflächenzustände für eine Begrenzung der Beweglichkeit im 2DEG-Kanal verantwortlich zu sein scheinen.

Es sei auch noch einmal darauf hingewiesen, dass Nitride im Gegensatz zu anderen III-V-Halbleitern wie z.B. GaAs eine hohe Konzentration an Versetzungen (in der Größenordnung von 10^8 bis 10^{10} cm^{-2}) aufweisen. Manche Untersuchungen haben nachgewiesen, dass elektrisch aktive Zentren in der Nähe von diesen Defekten (*threading dislocations*) existieren können [han],[wri]. Experimentell wurde eine inverse Korrelation zwischen der Versetzungsdichte und der Elektronenbeweglichkeit

gefunden [kel]. In theoretischen Modellen konnte dann demonstriert werden, dass die Streuung an Versetzungen mit einer Dichte oberhalb von 10^8 cm^{-3} bei der Berechnung der Beweglichkeit berücksichtigt werden muss [wei],[ng]. Auch durch eine Verkleinerung der Defektdichte im GaN Puffer konnten Trapping-Effekte wie der Current Collapse nicht beseitigen werden. So wiesen HEMTs, die auf LEO-Material (*lateral epitaxial overgrowth*) hergestellt wurden und eine sehr geringe Dichte an threading dislocations (mehr als drei Größenordnungen geringer) haben, nach wie vor Current Collapse auf [vet1]. Bislang konnte also noch keine direkte Verbindung zwischen Versetzungen und Trapping-Effekten festgestellt werden.

So haben sich die Untersuchungen von Trapping-Effekten in den letzten Jahren auf die Oberfläche des AlGa_N und die GaN-Pufferschicht unter dem aktiven Kanal konzentriert. Aufgrund der Bildung von quasi-statischen Ladungsträgerverteilungen in diesen Bereichen beeinflussen diese Traps das Leistungsverhalten von Transistoren. In der Abb. 4.3 ist dargestellt, auf welche Weise diese Traps beim Betrieb der HEMTs gefüllt werden.

Oben ist der HEMT nach seiner Herstellung gezeigt. Die donator-artigen Oberflächenzustände vom AlGa_N sind leer und sind somit positiv geladen. Die Besetzung der Traps im GaN-Puffer ist abhängig von der Vorbehandlung (Beleuchtung, usw..) der Probe. Die untere Abbildung stellt die Situation, bei der das Bauelement unter Spannung gesetzt wird. Die negative Spannung am Gate bewirkt, dass Elektronen im Bereich zwischen Gate und Drain in die unbesetzten Oberflächenzustände injiziert werden. Durch die gefüllten Oberflächenzustände kommt es zu einer lateralen Ausdehnung der Raumladungszone, die auch als „*virtual gate*“ bezeichnet wird. Das Anlegen einer hohen Drain-Source-Spannung ermöglicht es Ladungsträgern aus dem 2DEG in den Bereich im Buffer unterhalb des Kanals zu gelangen. Traps können diese dort eingefangen, wodurch sich eine zusätzliche Raumladungszone bildet. Sowohl das virtuelle Gate als auch gefüllte Buffertraps führen zu einem Abschnüren des Kanals und somit zu einer Absenkung des Drainstroms.

4.3 Trapping-Effekte in AlGa_N/Ga_N-HEMTs

Im folgenden werden jetzt die für AlGa_N/Ga_N-HEMTs bekannten Trapping-Effekte und die bisherigen Untersuchungen dazu beschrieben.

4.3.1 Erste Beobachtungen von Trapping-Effekten in HEMTs

Mit dem Begriff „current collapse“ wird die bei Ga_N-basierenden Feldeffekttransistoren beobachtete Verringerung des Drainstroms beschrieben. Historisch betrachtet stammt dieser Ausdruck von Phänomenen, bei denen der Gleichstrom-Drainstrom dauerhaft (*persistent*), aber umkehrbar, reduziert ist, nachdem eine hohe Drain-Source-Spannung angelegt wurde. Zuerst beobachtet wurde dieser Effekt an GaAs MESFETs [mic],[yea],[can]. Es konnte gezeigt werden, dass das Leistungsverhalten der Bauelemente mittels gepulsten I-V-Messungen in Kleinsignal- und Großsignal-Modellen besser beschrieben und vorausgesagt werden konnte als durch statische

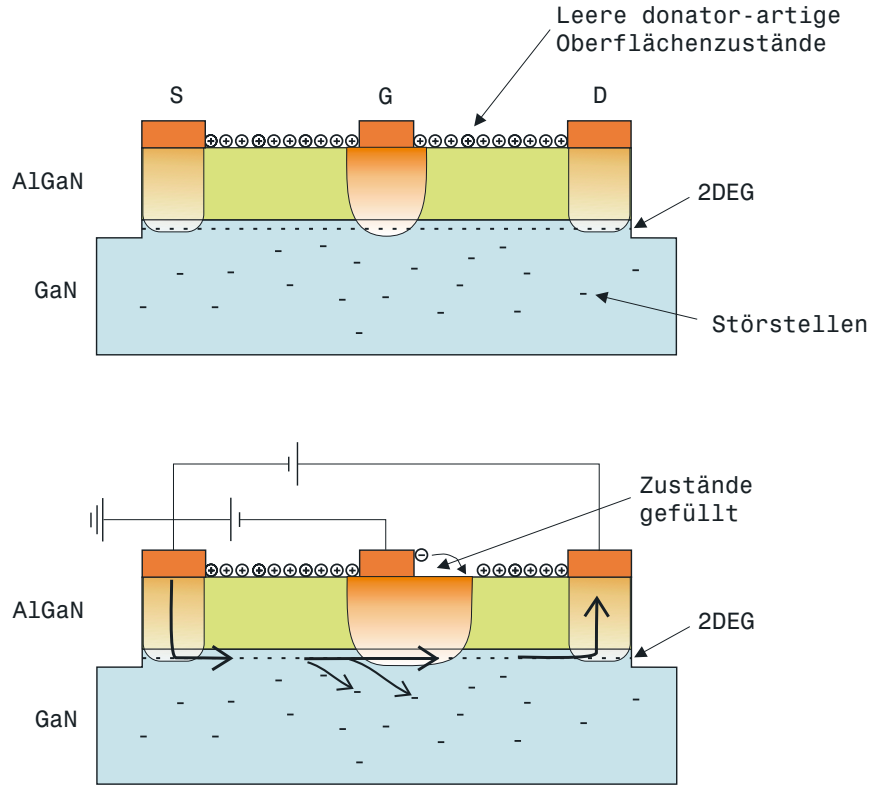


Abb. 4.3: Besetzung von Traps in einer AlGaIn/GaN-HEMT-Struktur vor und nach dem Anlegen einer Drain- und Gate-Spannung. Oben: ohne Spannung sind die donatorartigen Oberflächenzustände und ein Teil der GaN-Buffer-Zustände unbesetzt. Unten: Bei einer negativen Gate-Spannung fließen Elektronen vom Gate in die Oberflächenzustände. Durch eine hohe Drain-Spannung gelangen Ladungsträger aus dem Kanal in der Buffer und werden dort von Traps eingefangen.

Messungen [bar], [pla]. Der current collapse wurde ebenfalls an AlGaAs/GaAs-HEMTs bei tiefen Temperaturen untersucht [dru], [fis]. Drummond und Fisher haben gezeigt, dass der current collapse auf das Trapping von heißen Ladungsträgern (im Kanal), die in die AlGaAs-Schicht injiziert werden, zurückzuführen ist. Kastalsky et al. haben wiederum einen Zusammenhang zwischen DX-Zentren im AlGaAs und sowohl dem current collapse und der Verschiebung der Threshold-Spannung nachgewiesen [kas]. Dieser kurze Exkurs soll zeigen, wie schwierig es ist, den Ursprung vom current collapse einzelnen Ursachen eindeutig zuzuordnen.

Grundsätzlich gilt für alle diese Untersuchungen, dass die Besetzung der Zustände der deep levels nicht auf die an das Bauelement angelegten Hochfrequenzsignale antwortet und dass so Elektronen dort getrappt werden können. Alle mit Traps verbun-

denen Anomalien sind auf die Speicherung von Ladungsträgern in Trap-Zuständen zurückzuführen. Zu diese Anomalien gehören:

- Kurzzeit-Effekte wie Current Collapse, Drain Lag, Gate Lag,
- Kleinsignal-Hochfrequenz-Effekte wie Dispersion der Steilheit oder der output conductance dispersion
- Langzeit-Effekte wie power drift oder power slump.

4.3.2 Current Collapse

In diesem Kapitel werden die bisherigen Resultate von Untersuchungen des Current Collapse bei Gruppe III-Nitrid-Bauelementen vorgestellt. M.A. Khan et al. haben als erste Gruppe vom Current Collapse in AlGaIn/GaN-HIGFETs (heterostructure insulated gate field effect transistors) berichtet [kha]. Abb. 4.4 zeigt die I-V-Kurven bevor (i) und nachdem (ii) am Transistor eine Drain-Source-Spannung von 20 V angelegt wurde.

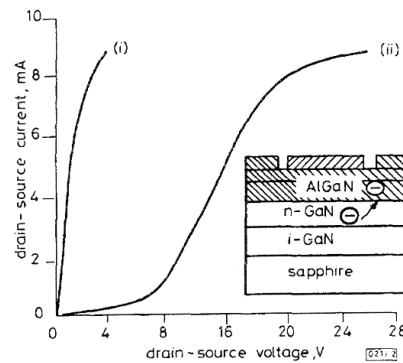


Abb. 4.4: *Current Collapse bei einem AlGaIn/GaN-HIGFET [kha].*

(i) *vor Anlegen einer hohen Drain-Spannung*

(ii) *nach Anlegen einer hohen Drain-Spannung*

inset: vorgeschlagener Kollaps-Mechanismus

Der kollabierte Strom konnte dann wieder hergestellt werden, indem der HEMT Licht mit der Energie der GaN-Bandlücke oder mit einer Wellenlänge um 660 nm ausgesetzt wurde, wobei letzteres mit einem unbekannten Trap in Verbindung gebracht wurde. Khan hat in Anlehnung an Untersuchungen bei AlGaAs/GaAs-HEMTs vorgeschlagen, dass Elektronen im barrier layer auf der Drain-Seite des Gates eingefangen werden (vgl. inset in Abb. 4.4). Diese Interpretation konnte in späteren Arbeiten allerdings nicht bestätigt werden.

Der Current Collapse wurde auch bei GaN-MESFETs beobachtet [bin1]. Auch bei diesen Bauelementen konnte der Drainstrom nach dem Kollaps mittels Beleuchtung rückgängig gemacht werden. Außerdem hat man festgestellt, dass diese

Trapping-Effekte ganz oder fast vollständig verschwinden, wenn die Probe bis zu 150 °C aufgeheizt wird. Durch thermische Emission konnten also die Traps entleert werden, wobei man aus dem zeitlichen Verhalten des Regenerationsprozesses darauf schloss, dass es sich hier um mehrere Traps handelt. Die Abhängigkeit der Erholung des Drainstroms von der eingestrahnten Wellenlänge wies auf eine breitbandige Absorption im GaN hin. Die Entstehung von deep levels in mit MOCVD hergestellten GaN-Puffern wird durch die Wachstumsbedingungen für hochohmige Schichten, bei denen die Traps die flachen Donatoren kompensieren sollen, begünstigt. Unterstützt wird diese These von Untersuchungen, bei denen der Current Collapse bei Bauelementen auf leitendem Substrat nicht aufgetreten ist, da die Traps durch flache Donatoren gefüllt sind [bin2],[bin3].

Um eine spektroskopische Signatur von den am Current Collapse beteiligten Traps zu erhalten und um ihre energetische Lage bezüglich der Bandkanten zu bestimmen, wurde von Klein et al. [kle1] eine Methode entwickelt, die auf Photoionisationsspektroskopie basiert. Bei dieser Messmethode wird der Anstieg vom Drainstrom durch Beleuchtung gemessen und aus diesen Daten kann dann das Absorptionsspektrum der durch Photoionisation aus den Traps befreiten Ladungsträgern bestimmt werden. Die Photoionisationsspektroskopie und die Auswertung der Messdaten wird in Kap. 5 im Detail beschrieben. In Abb. 4.5 ist ein solches Spektrum für einen GaN-MESFET gezeigt [kle1].

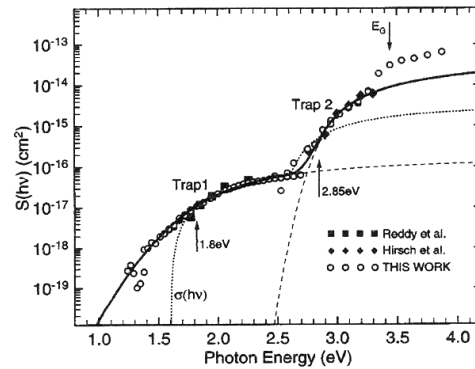


Abb. 4.5: Photoionisationsspektrum eines GaN-MESFETs bei 300 K [kle1]. Die gestrichelten Linien zeigen die Beiträge von zwei Traps.

Durch Anpassen der Kurven konnten zwei Traps (1,8 und 2,85 eV unterhalb des Leitungsbandes) bestimmt werden. Diese Traps scheinen den Absorptionsspektren von PPC-Zentren („Persistent Photo-Conductivity“) in GaN zu entsprechen (s. zusätzliche Messpunkte in Abb. 4.5) [hir],[red].

Bei der Photoionisationsspektroskopie an AlGaIn/GaN-HEMTs haben Klein et al. zwei breite Absorptionsspektren (ähnlich wie bei GaN MESFETs), sowie ein starkes Ansteigen bei der GaN-Bandlücke festgestellt [kle2]. Es wurde keine weitere Erhöhung der optisch induzierten Drainstromregeneration bei Photonenenergien bei

und oberhalb der AlGa_N-Bandlücke beobachtet. Dies ließ darauf schließen, dass die gleichen Traps im hochohmigen GaN-Puffer für den Current Collapse in GaN-MESFETs und in AlGa_N/GaN-HEMTs verantwortlich sind.

Von derselben Gruppe wurden hochohmige GaN-Schichten, die bei unterschiedlichen Drücken mittels MOCVD gewachsen wurden, untersucht [kle3]. Da niedrigere Wachstumsdrücke mit einer erhöhten Einlagerung von Kohlenstoff einhergeht [wic],[par], hat man erwartet, dass der Current Collapse verstärkt auftritt. Die Photoionisationsspektren zeigten auch eine verstärkte Absorption bei Trap 2 (s. Abb. 4.5 bei den niedrigsten Drücken. Mittels SIMS („*Secondary Ion Mass Spectroscopy*“) wurde die Kohlenstoffkonzentration in der GaN-Schicht bestimmt, und es wurde festgestellt, dass die Konzentration an Kohlenstoff-Atomen und an Traps(2) für unterschiedliche Drücke proportional zueinander sind. Der Trap 2 scheint also eine mit Kohlenstoffverunreinigung in GaN zusammenhängende tiefe Störstelle zu sein, wie dies schon von Ogino et al. [ogi] beobachtet haben.

4.3.3 Gate Lag

Der gate lag („Verzögerung“) beschreibt die langsame transiente Antwort des Drainstroms, wenn die Gatespannung zeitlich schnell verändert wird. Ein solches Verhalten ist in Abb. 4.6 dargestellt. Der Transistor ist zwischen Source und Drain vorgespannt und die Gatespannung wird vom pinch-off zu einem positiven Wert gepulst. Es handelt sich um einen *lag*, wenn der Drainstrom dann langsam zu einem dauerhaften Wert ansteigt.

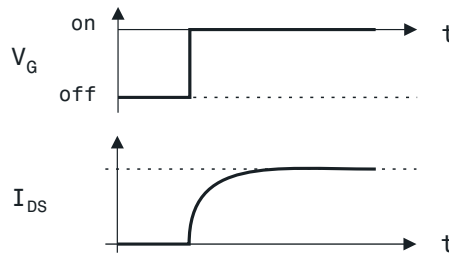


Abb. 4.6: Gate lag: Zeitliches Verhalten des Drainstroms nach abruptem Schalten der Gatespannung vom pinch-off zu einem positiven Wert.

In der Abb. 4.7 werden die Auswirkungen des gate lag auf die Ausgangskennlinien eines Transistors deutlich. Auf der linken Seite sind typische DC-Kennlinien, wie sie mit einem HP 4145B Semiconductor Parameter Analyzer aufgenommen werden, schematisch dargestellt (vgl. Kap. 7). Wie auf der rechten Seite gezeigt, führt dieser Trapping-Effekt bei Ausgangskennlinien mit gepulster Gatespannung zu deutlich geringeren maximalen Drainströmen und zu einer höheren Knie-Spannung. Da die Zeitkonstanten für die Emission bei den am gate lag beteiligten Traps im Sekundenbereich liegen, können diese Ladungsträger dem Hochfrequenzsignal bei gepulsten Messungen nicht folgen und somit nicht zum Gesamtstrom beitragen.

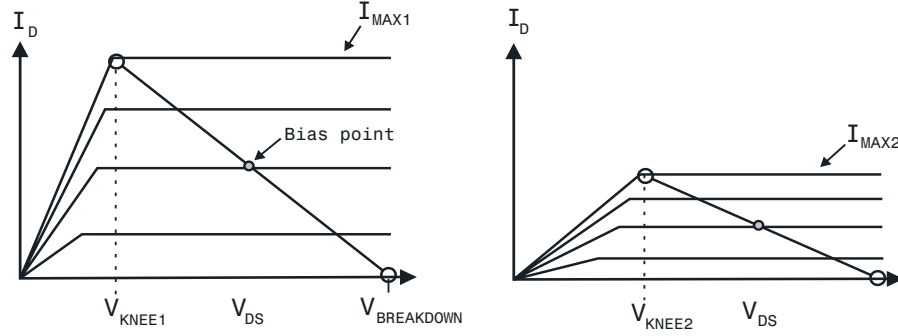


Abb. 4.7: Schematischer Verlauf der Ausgangskennlinien eines HEMTs. links: Gleichstromkennlinien rechts: gepulste Kennlinien, wobei durch gate lag $I_{MAX2} < I_{MAX1}$ und $V_{KNEE2} > V_{KNEE1}$.

Unter Berücksichtigung der Gl. 3.15 bedeutet ein kleinerer maximaler Drainstrom und eine größere Knee-Spannung dann, dass die HF-Ausgangsleistung der HEMTs kleiner ist als man es nach den Gleichstromkennndaten erwarten kann. Diese Anomalie wird auch als „*DC/RF dispersion*“ bezeichnet, da die Änderung der Bauelement-Parameter zwischen DC und HF stattfindet.

Der Ursprung vom gate lag wurde bislang in etlichen Untersuchungen studiert und wird in der Regel dem Trapping in Oberflächenzuständen zugeordnet [tar]. Meistens wird dieser Zusammenhang festgestellt, wenn der gate lag sich verändert, nachdem die Oberfläche chemisch behandelt oder mit einem Dielektrikum passiviert wurde. Binari et al. zeigten eine Verbindung zwischen gate lag und Oberflächentrapping im Bereich zwischen Gate und Drain [bin4], [bin5]. Mit einer Temperung der unpassivierten Probe bei 300 °C konnte der gate lag reduziert, bzw. eliminiert werden, sodass man davon ausgehen konnte, dass bei diesem Prozess Oberflächentraps passiviert werden. Durch die Deposition einer Silicium-Nitrid-Passivierungsschicht konnte eine deutliche Erhöhung des Drainstroms erreicht werden [bin3],[chu].

An unpassivierten GaN-MESFETs beobachteten Trassaert et al. einen Unterschied zwischen Gleichstrom- und Ausgangskennlinien mit gepulster Gatespannung [tra]. Da sich die threshold-Spannung nicht verschoben hat, schlossen sie daraus, dass Oberflächenzustände für diesen Effekt verantwortlich sein müssen.

An der AlGaIn-Oberfläche befinden sich Ladungen, die zum einen von der Polarisation des AlGaIn und zum anderen von Oberflächenzuständen, die wiederum durch Oberflächendefekte, freie Bindungen, adsorbierte Ionen oder Verunreinigungen bedingt sind, herrühren. Die Passivierung scheint einen Dielektrikum-Halbleiter-Übergang zu schaffen, der diese Oberflächenladungen sehr gut neutralisiert. Die Auswirkung von Silicium-Nitrid-Passivierungen auf die Hochfrequenz- und Leistungseigenschaften der HEMTs wurde ebenfalls von mehreren Gruppen untersucht [bin2], [chu], [gre]. Mittels Passivierung konnte die Ausgangsleistung gegenüber unpassivierten Bauelementen zwischen 20 % und 100 % gesteigert werden. Leider hat sich

aber auch herausgestellt, dass Transistoren beim gleichen Passivierungsprozess und bei der gleichen Vorbehandlung eine Abschwächung des gate lag-Effekts bei gepulsten IV-Messungen aufweisen. Der Einfluss des gate lags hängt also stark von der Materialqualität und von der Oberflächenbeschaffenheit der Probe ab.

Drainstrom-Messungen unter Großsignal-Aussteuerung wurden in Abhängigkeit der Frequenz (10^{-3} Hz - 10 GHz) durchgeführt [koh], [vet2], [dau]. Über diesen Frequenzbereich wurden eine starke Abnahme der Drainstromamplitude und somit auch der Ausgangsleistung gemessen. Dieses Verhalten wird dem virtuellen Gate zugeschrieben (s. Kap. 4.2). Nguyen et al. untersuchte den DC-Drainstrom in Abhängigkeit der „input radio frequency drive“ bei verschiedenen Gate-Spannungen [ngu]. Als Ursache der Drainstrom-Verminderung schlossen sie das Einfangen von heißen Elektronen im GaN-Puffer aus, sodass die Lage der Traps sich lediglich auf die Oberfläche und das Volumen der AlGaIn-Schicht beschränkt.

4.3.4 Drain Lag

Der drain lag beschreibt die Drainstrom-Transienten, für den Fall, dass die Drainspannung abrupt verändert wird. Dabei wird die Drainspannung entweder nur von einer ursprünglichen Spannung V_{D1} zu einer anderen V_{D2} gepulst (Variante 1) oder danach noch konstant gehalten und dann zurück zu V_{D1} geschaltet (Variante 2). Bei beiden Messungen wird die Gatespannung konstant gehalten.

Abb. 4.8 zeigt solche drain lag-Messungen der 2. Variante [bin2]. Von einer Gleichgewichtssituation bei niedriger Drainspannung $V_D = 10 - 100$ mV wurde V_D auf +20V gepulst und dann wieder auf den niedrigen Wert zurückgebracht. Die Gatespannung wird dabei bei 0 V gehalten und der Drainstrom ist normiert auf den Wert bei niedriger Gatespannung.

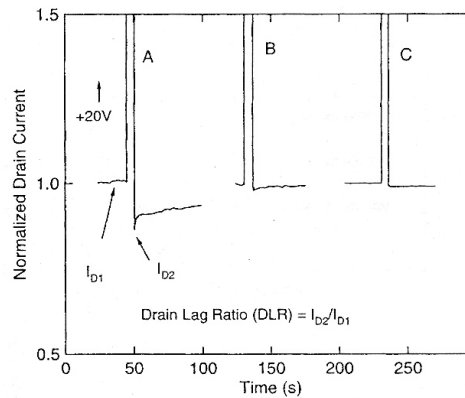


Abb. 4.8: Drain lag-Messungen an AlGaIn/GaN-HEMTs [bin2]. Der Drainstrom ist normiert auf den Wert bei niedriger Spannung. A: Typische Antwort für HEMT auf hochohmigem GaN-Puffer, B: für HEMT auf leitender Pufferschicht C: für HEMT auf optimierter Pufferschicht.

An den unterschiedlichen Zeiten, die der Drainstrom benötigt, um zum Anfangswert zurück zu gelangen, sieht man, dass die Leitfähigkeit des Puffers eine entscheidende Rolle beim drain lag spielt. Wiederum sind wahrscheinlich tiefe Störstellen, die beim Wachstum von hochohmigem GaN entstehen, verantwortlich für diesen Trapping-Effekt.

Der drain lag an AlGaIn/GaN-HEMTs wurde ebenfalls von Dang et al. untersucht [dan1]. Obwohl er in der Regel Puffertraps zugeordnet wird, wurden hier Veränderungen des drain lags und des gate lags beobachtet, nachdem die Oberfläche KOH ausgesetzt worden ist.

4.3.5 g_m und Output Resistance Dispersion

Im Gegensatz zu den obigen Groß-Signal-Untersuchungen (Kap. 4.3.3) dienen auch Klein-Signal-Messungen zur Untersuchung von Trapping-Effekten. So konnten Kruppa et al. die Aktivierungsenergie von Traps, die für die sogenannten g_m und output resistance (R_{DS}) dispersion verantwortlich sind, bestimmen, indem er die g_m - und R_{DS} -Dispersion von AlN/GaN-HFETs in Abhängigkeit der Temperatur gemessen hat [krup]. Nach Kruppa sollen die Traps mit einer Aktivierungsenergie um 1 eV im GaN-Kanal lokalisiert sein.

4.3.6 Power Drift, Power Slump

Bezüglich der Stabilität der Ausgangsleistung von Transistoren unter Stress unterscheidet man zwei Typen in Abhängigkeit von der Dauer der Veränderung der Ausgangsleistung. Wenn sich die Ausgangsleistung mit der Zeit wieder erholt, spricht man von *power drift*. Ist die Degradation jedoch dauerhaft und unumkehrbar, handelt es sich um *power slump*.

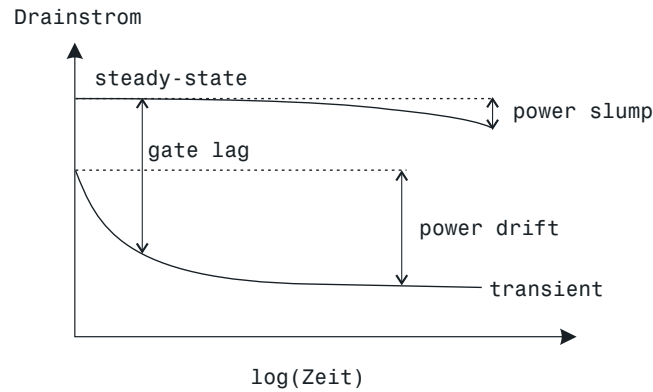


Abb. 4.9: Schematische Darstellung des Drainstrom-Verhaltens bei gepulsten IV-Messungen, die zur Unterscheidung von gate lag, power drift und power slump dienen.

J.C. Hwang et al [hwa] haben bei ihren Untersuchungen an pHEMTs festgestellt, dass beide Effekte mit der Veränderung des gate lags zusammenhängen. Sie sind beide auf das Trapping von Elektronen in der SiN-Passivierungsschicht oder auf die Bildung von Grenzflächentraps durch heiße Elektronen [men] zurückzuführen. Nach Hwang lassen sich gate lag, power drift und power slump mittels gepulster IV-Messungen unterscheiden (Abb. 4.9).

Der *steady-state* Drainstrom entspricht dem relaxierten Strom, der ausreichend lange nach dem Einschalten der Spannung gemessen wird. Wenn der Transistor sich im Betrieb nicht verändert, bleibt dieser Strom über die Zeit konstant. Der *transiente* Strom zeigt das zeitliche Verhalten gepulsten Drainstroms und der gate lag ist gegeben durch die Differenz vom steady-state und vom gepulsten Drainstrom.

Beim power drift wird der gate lag mit der Zeit größer, der steady-state Strom bleibt allerdings konstant und der gepulste Strom erholt sich wieder nach dem Ausschalten des Stresses. Beim power slump verhält der gepulste Strom ähnlich, jedoch der steady-state Strom nimmt dauerhaft ab. Diese Verschlechterung ist auf Veränderungen der Gleichstromcharakteristika der HEMTs, wie z. B. die Durchbruchspannung, den Drainstrom oder den Drainwiderstand, zurückzuführen und ist auch durch lange Lagerung oder durch Aufheizen der Probe nicht mehr vollständig umkehrbar.

Kapitel 5

Photoionisationsspektroskopie

Bei der Photoionisationsspektroskopie handelt es sich um eine Untersuchungsmethode des Current Collapse. Da dieses Trapping-Phänomen inhärent für das Messprinzip der Photoionisationsspektroskopie (s. Kap. 5.1 und Kap. 5.2) ist, können so diejenigen Traps untersucht werden, die beim Current Collapse gefüllt oder entleert werden. Es wird ein physikalisches Modell für die Messmethode (Kap. 5.3 und Kap. 5.4) ausgearbeitet und es wird erläutert unter welchen Voraussetzungen dieses Modell die Photoionisation adäquat beschreibt. Der Messaufbau ist im Kap. 5.5 detailliert aufgeführt. Das Kap. 5.6 beschäftigt sich dann mit den Ergebnissen der Untersuchungen, bei denen der Einfluss von mehreren Parametern wie z. B. von der Schichtstruktur, vom Substrat, von Stress, usw... beobachtet wird.

5.1 Phänomenologie

Wie im vorigen Kapitel schon erwähnt wurde, dient die Photoionisationsspektroskopie (PIS) dazu, jene Traps zu untersuchen, die für den Current Collapse verantwortlich sind. Beim Current Collapse vom HEMTs handelt es sich um einen Trapping-Effekt, der bei Anlegen einer hohen Drain-Source-Spannung auftritt. Heisse Ladungsträger aus dem 2DEG-Kanal werden dann nämlich in benachbarte Bereiche mit einer hohen Konzentration an tiefen Störstellen injiziert und somit entstehen Raumladungszonen, die eine Verkleinerung des Drainstroms zur Folge haben. Da diese Ladungsträger dauerhaft in den Traps gefangen werden, bleibt der Current Collapse bestehen, auch wenn die Drain-Source-Spannung abgeschaltet wird.

Dieses Verhalten sieht man in Abb. 5.1. Die gestrichelten Ausgangskennlinien wurden aufgenommen während die Probe beleuchtet wurde. Die durchgezogenen Linien zeigen Messungen am selben Transistor, wobei die Probe im dunkeln gemessen wurde. Bei diesen Kurven ist der Drainstrom kollabiert, da die Traps gefüllt sind. Bei mehrmaligem Messen verkleinern sich die Ströme nicht mehr, weil keine weiteren Ladungsträger mehr gefangen werden und weil sich ein Gleichgewichtszustand gebildet hat. Die offenen Punkte zeigen die Messwerte für die Kurven im dunkeln und unter Beleuchtung bei einer Gatespannung $V_G = 0\text{ V}$. Aus dem Vergleich der beiden Kurven ist ersichtlich welcher großen Einfluss Trapping-Effekte in AlGaIn/GaN-HEMTs haben.

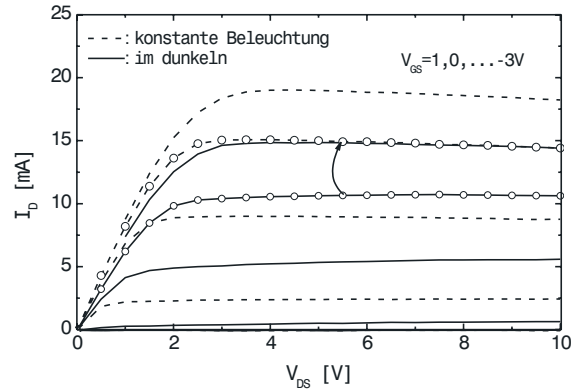


Abb. 5.1: Ausgangskennlinien eines HEMTs, die im dunkeln (durchgezogene Linie) und unter Beleuchtung mit sub-bandgap-Licht (gestrichelte Linie) bemessen wurden.

Das Entleeren der Traps kann dann entweder optisch (wie bei der Photoionisationsspektroskopie) oder thermisch (wie z. B. bei DLTS-Messungen) erfolgen. Bei der PIS werden also getrappte Ladungsträger durch Absorption von eingestrahlt monochromatischem Licht befreit, so dass der Drainstrom wieder ansteigt. Die spektrale Abhängigkeit der Absorption, das sogenannte Absorptionsspektrum, ist charakteristisch für eine tiefe Stelle und kann dann als Fingerabdruck eines beteiligten Traps angesehen werden.

5.2 Messprinzip

Die Prozedur, mit der die Absorption für eine bestimmte Photonenenergie bestimmt wird, ist eingeteilt in drei Mess-Schritte, bei denen jeweils eine IV-Kennlinie aufgenommen wird (vgl. Abb. 5.2). Der Kennlinienschreiber nimmt die Kurven auf, indem die Drainspannung von Null auf den maximalen Wert hochgefahren wird.

1. Die Probe wird mit UV-Licht beleuchtet, um alle Traps zu entleeren. Danach wird im dunkeln die erste IV-Kurve (blaue Linie) aufgenommen. Zwar steigt der Drainstrom bei kleiner Drainspannung zuerst stark an, jedoch mit zunehmender Spannung fällt er dann wieder ab, da nunmehr die Traps gefüllt werden.
2. Im dunkeln wird die zweite IV-Kurve (schwarze Linie) gemessen. Der Drainstrom ist vollständig kollabiert. Dies ist ein stationärer Zustand. Es sei explizit darauf hingewiesen, dass der Strom im kollabierten Fall zu höheren Drainspannungen hin nicht mehr abfällt und dass deshalb beim Abfall der ersten Kurve keineswegs thermische Effekte den Ausschlag geben.

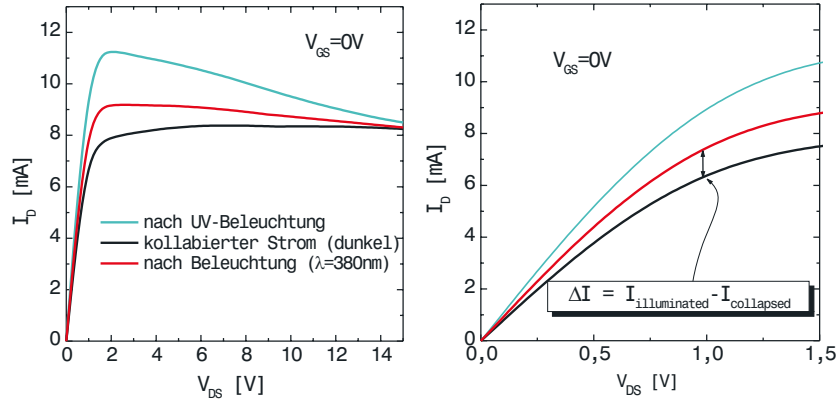


Abb. 5.2: Strom-Spannungs-Kennlinien, die bei der Photoionisationspektroskopie jeweils für die unterschiedlichen eingestrahnten Wellenlängen gemessen werden. Rechts: Kennlinien für V_{DS} von 0 - 15 V, links: Vergrößerung des linearen Bereichs aus der rechten Abbildung.

- Die Probe wird für mehrere Sekunden mit monochromatischem Licht beleuchtet. Sowohl für Licht im ultravioletten Bereich als auch für Photonen mit einer Energie, die kleiner ist als die Bandlücke vom GaN, wird ein Teil der Ladungsträger aus den Traps befreit. Aufgrund des großen built-in-Feldes, das sich in der Raumladungszone ausbildet, driften die photoionisierten Ladungsträger zurück ins Leitungsband. Danach wird die dritte IV-Kennlinie (rote Linie) im dunkeln aufgenommen und man sieht, dass der Drainstrom sich zum Teil wieder erholt hat.

Es sei darauf hingewiesen, dass diese Kurven für eine Gate-Spannung $V_{GS} = 0$ V gemessen wurden. Wie später gezeigt wird, hat diese Spannung einen großen Einfluss auf die Photoionisationsspektren.

Abb. 5.3 zeigt nun jeweils die Messung der dritten IV-Kennlinie für unterschiedliche Bestrahlungen. Die unterste Kurve entspricht dem kollabierten Drainstrom ohne vorherige Beleuchtung. Wie man sieht, steigt der Drainstrom dann mit zunehmender Energie (2 - 3,7 eV) der eingestrahnten Photonen kontinuierlich an.

Der vollständig kollabierte Strom im dunkeln I_{dark} entspricht dem Zustand, bei dem die für den Current Collapse verantwortlichen Traps gefüllt sind. Es liegt also nahe die Umkehrung dieses Trapping-Effekts mittels der Zunahme des Drainstroms über diesem Dunkelzustand zu bestimmen. So misst man den Anteil der getrappten Ladungsträger, die durch Beleuchtung befreit wurden. Allerdings muss diese Größe noch mit der Gesamtanzahl der einfallenden Photonen normiert werden. Man defi-

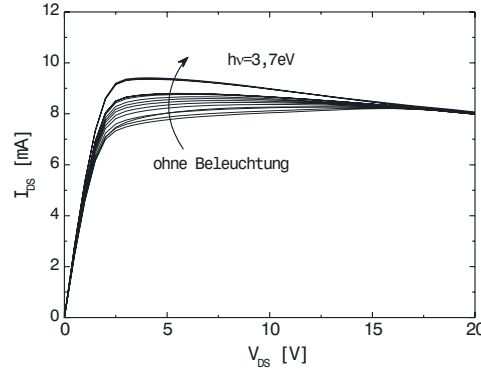


Abb. 5.3: Erholung des Drainstroms nach Beleuchtung mit Photonen unterschiedlicher Energien (2 - 3,7 eV).

nirt somit für eine bestimmte Drain-Spannung folgende Antwortfunktion:

$$S(h\nu) = \frac{1}{\phi(h\nu) \cdot t} \cdot \frac{\Delta I(h\nu)}{I_{dark}} \quad (5.1)$$

wobei $\phi(h\nu)$ der auf die Probe einfallende Photonenfluss, t die Beleuchtungszeit und $\Delta I(h\nu) = [I(h\nu) - I_{dark}]$ der optisch-induzierte Anstieg des Drainstroms über dem Dunkelzustand ist.

5.3 Modell zur Photoionisation

Das Modell, das der Auswertung der Photoionisationsspektren zugrunde liegt, soll hier kurz beschrieben werden. Detaillierte Modelle der Photoionisationsprozesse bei GaN-MESFETs und bei AlGaIn/GaN-HEMTs findet man bei P.B. Klein et al. [kle4] bzw. [kle5]. Wenn also eine hohe Drain-Source-Spannung an das Bauelement angelegt wird, werden heiße Ladungsträger aus dem 2DEG in den GaN-Puffer injiziert und dort eingefangen. Es kommt so zu der Bildung einer zusätzlichen Raumladungszone unter dem Kanal. Dies hat zur Folge, dass die Ladungsträgerkonzentration im Kanal n_s sich dann um den Wert, welcher der Flächendichte an gefüllten Traps entspricht, verkleinert. Die nun folgenden Überlegungen gelten im linearen Bereich der IV-Kennlinien, d. h. für den Fall, wo der Drainstrom proportional zu n_s ist. Der ursprüngliche Drainstrom vor dem Anlegen einer hohen Spannung und mit leeren Traps ist dann:

$$I_D = A n_s \quad (5.2)$$

und der kollabierte Strom im dunkeln:

$$I_{dark} = A(1 - \beta)n_s \quad (5.3)$$

wobei β den Anteil der Flächenladung, die in tiefen Stellen getrappt wird, wiedergibt. Da in der Regel mehr als eine tiefe Störstelle am Current Collapse beteiligt sind, wird der Beitrag von N verschiedenen Traps mit jeweils einer Gesamtkonzentration von $n_{j,0}$ ($j = 1-N$) berücksichtigt. Die gesamte Konzentration an gefüllten Traps vor dem Beleuchten ist dann:

$$n_{T(dark)}^- = \sum_{j=1}^N n_{j,0} = \sum_{j=1}^N \beta_j n_s \quad (5.4)$$

dabei ist β_j der Anteil der Flächenladung, die im Trap j getrappt wird. Sodann ist $\beta = \sum_{j=1}^N \beta_j$.

Nehmen wir nun an, dass sich die Absorptionsenergien E_j von den N Traps mit dem Index j zunimmt. Folglich werden nur die k Traps mit einer Photoionisationsenergie, die kleiner als die Energie des eingestrahlt Lichts $h\nu$ ist ($1 \leq j \leq k$), zum Anstieg des Drainstroms beitragen. Die übrigen Traps mit höherer Absorptionsenergie ($k \leq j \leq N$) bleiben hingegen gefüllt und letztlich kann der maximale Strom nur teilweise wieder hergestellt werden.

Durch die Absorption von monochromatischem Licht wird die ursprüngliche Konzentration an gefüllten Traps der Art j von $n_{j,0}$ auf $n_j^-(t)$ reduziert. Da die Erhöhung der Schichtkonzentration des 2DEG Δn_s durch die Beleuchtung gekoppelt ist an eine Erniedrigung der Konzentration an getrappten Ladungen, ergibt sich für Δn_s folgende Abhängigkeit von der Beleuchtungszeit t und dem einfallenden Photonenfluss ϕ :

$$\Delta n_s(\phi, t) = \sum_{j=1}^k [n_{j,0} - n_j^-(\phi, t)] \quad (5.5)$$

Aus den Gl. 5.2, 5.3, 5.5 erhält man dann für den normierten Anstieg des Drainstroms gegenüber dem kollabierten Zustand den Ausdruck:

$$\frac{\Delta I(h\nu)}{I_{dark}} = \sum_{j=1}^k \frac{n_{j,0} - n_j^-(\phi, t)}{(1 - \beta)n_s} \quad (5.6)$$

Wie in Anhang B dargelegt wird, ist der Wiedereinfang-Prozess von befreiten Ladungsträgern wesentlich langsamer als das Zurückdriften in den Leitungsbandkanal. Die Konzentration an gefüllten Traps des Typs j hängt dann folgendermaßen von der Beleuchtungszeit ab:

$$n_j^-(t) = n_{j,0} e^{-\sigma_j(h\nu)\phi t} \quad (5.7)$$

wobei der $\sigma_j(h\nu)$ Photoionisationsquerschnitt des Traps j bei der Photonenenergie $h\nu$ ist. Diese Beziehung setzt allerdings voraus, dass die Photoionisationsprozesse für die einzelnen Trap levels unabhängig voneinander ablaufen.

Wenn man nun die Gl. 5.1, 5.4, 5.6 und 5.7 miteinander verknüpft, ergibt sich für die Antwortfunktion $S(h\nu)$:

$$S(h\nu) = \frac{1}{\phi t} \cdot \sum_{j=1}^k K_j \cdot (1 - e^{-\sigma_j(h\nu)\phi t}) \quad (5.8)$$

mit

$$K_j = \frac{\beta_j}{1 - \beta} \quad (5.9)$$

K_j ist somit unabhängig von ϕ und t und ist lediglich durch die ursprüngliche Besetzung der Trap-Zustände vorgegeben. Unter der Voraussetzung, dass die Ladungsträger schwach angeregt werden, $\sigma(h\nu) \cdot \phi \cdot t \ll 1$, (d. h. der Photoionisationsquerschnitt soll klein oder die Beleuchtung darf nicht zu groß sein), vereinfacht sich die Gl. 5.8 zu:

$$S(h\nu) \approx \sum_{j=1}^N K_j \cdot \sigma_j(h\nu) \quad (5.10)$$

Die Antwort-Funktion ist also proportional zum Photoionisationsquerschnitt, wenn die Messung im linearen Bereich des Transistors durchgeführt wird und wenn die optische Anregung nicht zu stark ist.

5.4 Fittings

In diesem Kapitel soll beschrieben werden, wie nun aus dem spektralen Photoionisationsquerschnitt die optische Aktivierungsenergie von Traps extrahiert werden kann.

Bei der Photoionisation handelt es sich um die Wechselwirkung zwischen Elektronen in einem Festkörper und einer elektromagnetischen Welle. In unserem Fall gehen wir von einer monochromatischen ebenen Welle aus und in nullter Näherung werden nur elektrische Dipol-Übergänge berücksichtigt. In zeitabhängiger Störungstheorie [yuca] lässt sich die Wahrscheinlichkeit des Übergangs vom ursprünglichen Zustand ψ_T (Trap-Zustand) in den Endzustand ψ_B (Bandzustand) mit Hilfe Fermis Goldener Regel beschreiben und damit der spektrale Absorptionsquerschnitt herleiten:

$$\sigma(h\nu) \propto \frac{1}{h\nu} \underbrace{\left| \left\langle \psi_B \left| \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right| \psi_T \right\rangle \right|^2}_{|M_{TB}|^2} \rho(h\nu - E_T) \quad (5.11)$$

wobei die Zustandsdichte $\rho(E)$ aus der Integration über alle möglichen Endzustände im Band resultiert. Der Absorptionsquerschnitt hängt somit vom Matrixelement M_{TB} und von der Zustandsdichte $\rho(E)$ ab. Die Zustandsdichte um das Leitungsbandminimum kann nun mit einer parabolischen Näherung beschrieben werden [bri]:

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} \quad (5.12)$$

wobei m^* die effektive Masse der Ladungsträger ist. Diese Näherung ist allerdings nur gültig, wenn die Photonenenergie nicht viel größer als die Trap-Energie E_T ist.

Zur Bestimmung des Matrixelementes gibt es mehrere Ansätze [ink], [gri]. Unter der Voraussetzung, dass die tiefen Stellen durch eine Delta-Funktion angenähert werden können [luc], erhält man als Ausdruck für den Absorptionsquerschnitt die sogenannte Lucovsky-Formel:

$$\sigma(h\nu) \propto \frac{(h\nu - E_T)^{3/2}}{(h\nu)^3} \quad (5.13)$$

Betrachten wir nun ein Beispiel für den gemessene spektralen Antwort-Funktion, die proportional zum Absorptionsquerschnitt ist, für einen AlGaIn/GaN-HEMT auf Saphir-Substrat. Die Punkte in Abb. 5.4 zeigen die gemessenen Werte. Man erkennt hier leicht, dass zwei trap levels am Current Collapse beteiligt sind. Wenn man versucht die Messpunkte mittels der Lucovsky-Formel anzufitten, erhält man ein unbefriedigendes Resultat (gestrichelte Linien).

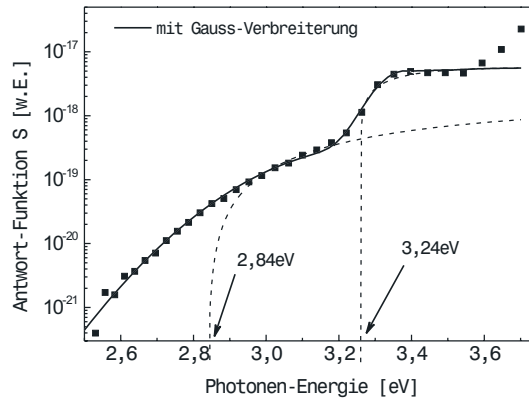


Abb. 5.4: Spektrale Abhängigkeit der Antwort-Funktion $S(h\nu)$ eines AlGaIn/GaN-HEMTs auf Saphir-Substrat. Gestrichelte Linien: Fitting von zwei Trap-Energien mittels der Lucovsky-Formel. Durchgezogene Linie: Berücksichtigung einer Gauss-Verbreiterung der trap levels.

Da die Absorptionen einen sehr breiten Verlauf haben, ist die Annahme, dass die trap level durch eine Delta-Funktion angenähert werden können, falsch. Stattdessen ist es sinnvoll eine Gaussche Verbreiterung der tiefen Stellen voranzusetzen, so wie dies schon zum Anfitten von Photoionisationsspektren für das EL2-Zentrum in GaAs [chan] und das DX-Zentrum in AlGaAs [moo] angewandt wurde. Wie in Abb. 5.4 gezeigt, erhält man dann ein sehr gutes Fitting (durchgezogene Linie).

5.5 Messaufbau

In diesem Kapitel wird der Messaufbau für die Photoionisationsspektroskopie beschrieben. Der Aufbau ist in Abb. 5.5 schematisch gezeigt und besteht aus folgenden Komponenten:

- Das monochromatische Licht wird erzeugt, indem intensives weisses Licht einer **Hochdruck-Xenon-Dampflampe** (Oriel 150 W Xe UV ozone free) in einem **Doppel-Prismen-Monochromator** nach einzelnen Wellenlängen aufgespalten wird. Am Ausgang des Monochromators erhält man dann einen Lichtstrahl mit einer Photonenenergie im Bereich von 1,0-3,7 eV.
- Um die Traps vor jeder Messung zu entleeren bzw. zu füllen und um in punkto Besetzung von Zuständen so einen stabilen Initialzustand herzustellen, werden die Transistoren mit UV-Licht bestrahlt. Dazu dient die **UV-Licht-Quelle** Hamamatsu Lighteningcure 200 UV Spot Light Source.
- Als Herzstück des gesamten Aufbaus gilt das **Mikroskop** vom Typ Olympus BX 50. Es wurde in der Weise umgebaut, dass es mehrere Funktionen erfüllt. Es dient einmal zum Kontaktieren der HEMTs mittels Spitzen. Dazu wurde eine zusätzliche Platte zum Befestigen der Spitzenhalter konstruiert. Auf der anderen Seite kann das monochromatische Licht in das Mikroskop eingekoppelt, dann über Reflexionsspiegel in eine Quarzlinse gelenkt und darüber auf den Transistor fokussiert werden. Der Durchmesser des Lichtspots beträgt dann in etwa $50\text{ }\mu\text{m}$. Die Beleuchtungszeit wird über einen **Shutter** (Uniblitz Modell D122) bestimmt.
- Sowohl die UV-Lampe als auch der Shutter und der Monochromator werden über ein **MAID**-System (Modular Acquisition and Instrumentation Device) angesteuert.
- Der Messrechner (**Zentrale Steuereinheit**) kommuniziert mittels HT Basic 8.3 (TransEra Corporation) mit der MAID und der **Strom-Spannungsquelle**. Über eine HP-IB-Schnittstelle wird der HP 4145B Semiconductor Parameter Analyzer programmiert und jeweils nach den Messungen ausgelesen.
- Um Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen durchführen zu können, kann die Probe aufgeheizt werden. Eine Stromquelle von Delta Elektronik dient dazu eine Kupferplatte aufzuheizen und mit einem Wasserdurchlauf wird die Platte gekühlt. Zur **Temperaturregelung** wurde ein Regler Chino Model DB benutzt. Um die Probe elektrisch zu isolieren wurde zwischen die Platte und die Probe ein thermisch gut leitendes Glimmerplättchen eingefügt. Diese Heizung wurde in Kap. 6 bei der Backgating Current DLTS eingesetzt.

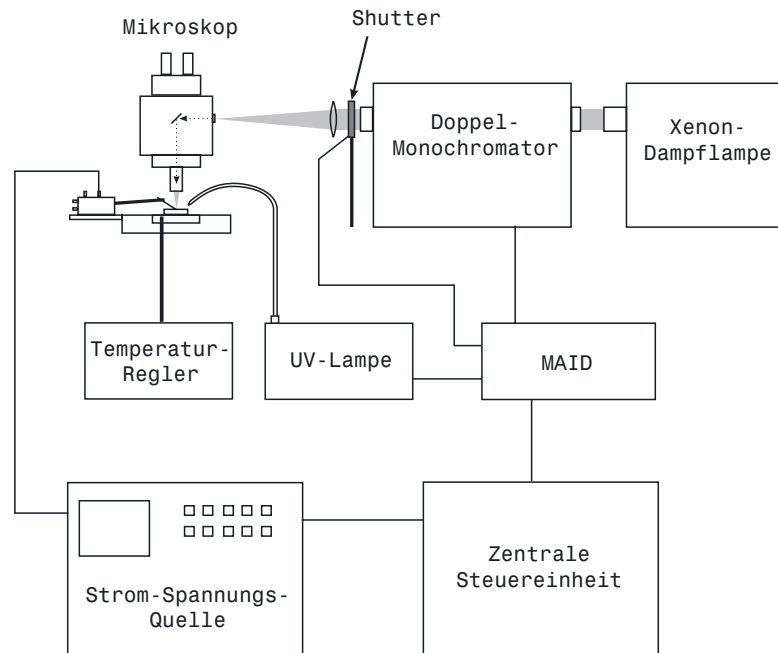


Abb. 5.5: Schematische Darstellung des Messplatzes für die Photoionisationsspektroskopie.

5.6 Ergebnisse

Im folgenden werden nun die Messungen der Photoionisationsspektroskopie vorgestellt. Bei dieser Messmethode ist es sehr schwierig festzustellen, welche getrappten Ladungsträger durch Photoionisation befreit werden, denn die Photonen können sowohl an der Oberfläche als auch in der AlGaN/GaN-Heterostruktur absorbiert werden. Es wurden nun mehrere Untersuchungen durchgeführt, wobei es das Ziel war durch geeignete Vergleiche von Messungen möglichst viele Informationen über den Current Collapse zu erhalten.

5.6.1 Einfluss des Substrats

In der Abb. 5.6 sind Messungen an HEMTs auf unterschiedlichen Substraten gezeigt. Von jedem Substrat-Typ ist je ein Spektrum stellvertretend für die restlichen dargestellt, da sich der Verlauf für die Spektren für alle Schichten eines Substrat-Typs nicht prinzipiell unterscheidet. Diese Spektren gelten für einer Gatespannung $V_{GS} = 0 \text{ V}$ und für eine Drainspannung $V_{DS} = 1 \text{ V}$. Wie man leicht erkennt, weisen der Photionisationsquerschnitt für das Si- und für das SiC-Substrat einen ähnlichen Verlauf auf, d. h. es sind drei Traps zu erkennen. Beim Saphir-Substrat sind allerdings nur zwei Störstellen am Current Collapse beteiligt. Mit den Fittings konnten

beim Saphir-Substrat für die Traps die optischen Aktivierungsenergien von ca. 3,2 eV und ca. 2,9 eV extrahiert werden. Bei den Si- und SiC-Substraten wurde eine zusätzliche Störstelle bei ca. 2,1 eV gefunden.

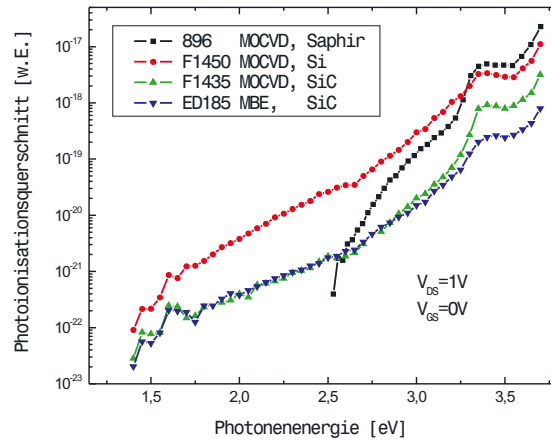


Abb. 5.6: Photoionisationspektren von HEMT-Schichten, die auf unterschiedlichen Substraten gewachsen wurden.

Die hier nachgewiesenen Trap-Energien sind vergleichbar mit schon veröffentlichten Werten, d. h. 2,85 eV [kle4] und 3,22 eV [hie]. Bei diesen Arbeiten wurden Traps in GaN-MESFETs [kle4] und in Dioden [hie] untersucht und diese konnten Kohlenstoff-Zentren im GaN-Puffer zugeordnet werden. Sowohl mittels *Optical DLTS* an p-GaN:Mg [goe] als auch aus Transmissionsuntersuchungen an n-GaN [bal] wurden bereits optische Übergänge bei 2,1 eV gefunden. Aus theoretischen Berechnungen haben Chadi et al. tiefen Störstellen bei 2 eV Stickstoff-Fehlstellen zugeordnet [chad].

In der Abb. 5.6 ist außerdem zu erkennen, dass bei den AlGaIn/GaN-Heterostrukturen die mittels MBE gewachsen wurden der Absorptionsquerschnitt des Traps bei 3,2 eV wesentlich höher ist bei den mit MOCVD hergestellten Schichten.

5.6.2 Parameter ohne Einfluss

Bei den Messungen hat sich herausgestellt, dass es einige Parameter gibt, die keinen Einfluss auf den Verlauf des Photoionisationsspektrums ausüben. So wurde festgestellt, dass durchgängig für alle Substrate das HEMT-Layout (RundHEMT oder LinearHEMT) keine Rolle spielt. Obwohl beim LinearHEMT durch den Sputterprozess der Mesaätzung das Halbleitermaterial um den HEMT herum beschädigt wird, sieht man bei den Spektren keinen Unterschied zwischen RundHEMTs und

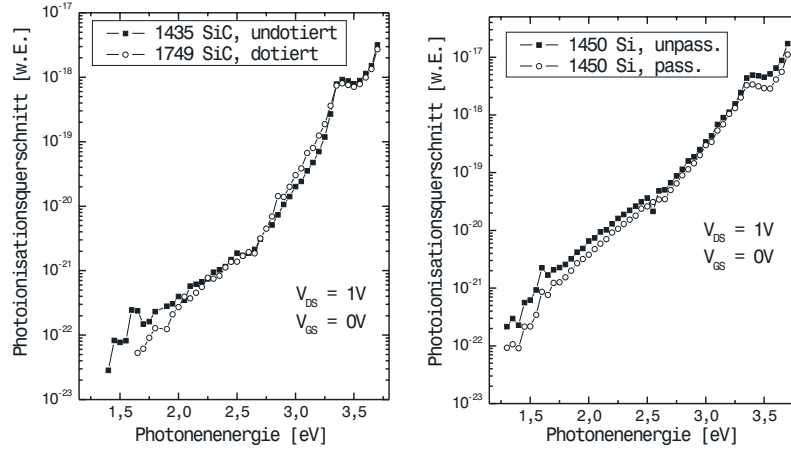


Abb. 5.7: Vergleich von Photoionisationspektren. Links: dotierte (F1749) und undotierte (F1435) HEMT-Schicht auf SiC-Substrat. Rechts: passivierte und unpassivierte HEMT-Schicht auf Si-Substrat (F1450).

LinearHEMTs. Bei Admittanzspektroskopie-Messungen (Kap.8) wurden im GaN-Puffer sputterinduzierte Defekte nachgewiesen. Da diese aber im Frequenzbereich zwischen 1 kHz und 1 MHz angeregt wurden, können diese mit PIS nicht erfasst werden.

Des weiteren wurden die PIS-Spektren mit oder ohne Dotierschicht verglichen. In der Abb. 5.7 links ist Beispiele von HEMTs auf SiC-Substrat stellvertretend dargestellt. Wiederum ist deutlich zu sehen, dass die Präsenz einer Dotierschicht keine Auswirkung auf den Verlauf des Absorptionsspektrums hat. Man kann daraus schließen, dass Störstellen in der Dotierschicht nicht für die nachgewiesenen Traps verantwortlich sind.

Auf der rechten Seite der Abb. 5.7 sind die Absorptionsquerschnitte eines HEMTs, der zuerst unpassiviert und dann nach der Passivierung gemessen wurde, gezeigt. Bei dieser Schicht auf Si-Substrat (ebenso wie bei der Schicht auf SiC-Substrat) ist kein merklicher Einfluss durch die Passivierung festzustellen. Mit einem Simulationsprogramm wurde die spektrale Absorption der Passivierungsschichten (SiO_2 und Si_xN_y) berechnet und es hat sich gezeigt, dass über den bei der PIS benutzten Energiebereich die Absorption ziemlich konstant zwischen 20-30 % liegen sollte. Dadurch lässt sich erklären, dass die Spektren zwar in etwa den gleichen Verlauf aufweisen, aber leicht zueinander verschoben sind. Aus diesem Vergleich lässt sich also schlussfolgern, dass die der Current Collapse nicht maßgeblich durch Oberflächenzustände bewirkt wird.

Schichtbezeichnung	AIX894	AIX895	AIX896	AIX897
AlGaIn barrier layer [nm]	6	12	12	12
AlGaIn carrier supply layer [nm]	10	10	10	15
AlGaIn spacer layer [nm]	5	5	5	5
Dotierkonzentration [cm^{-3}]	$5 \cdot 10^{18}$	$5 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$
AlN-Anteil am AlGaIn [%]	18	18	18	18
Schichtkonzentration n_S (300K) [cm^{-2}]	$4,7 \cdot 10^{12}$	$5,8 \cdot 10^{12}$	$5,5 \cdot 10^{12}$	$5,8 \cdot 10^{12}$
Schichtkonzentration n_S (77K) [cm^{-2}]	$5,7 \cdot 10^{12}$	$6,0 \cdot 10^{12}$	$5,5 \cdot 10^{12}$	$5,9 \cdot 10^{12}$
Beweglichkeit μ (300K) [cm^2/Vs]	1335	1091	1119	1207
Beweglichkeit μ (77K) [cm^2/Vs]	5894	3218	3247	5811
Kanalwiderstand (300K) [$\Omega/\square$]	996	996	1020	896

Tab. 5.1: Schichtstrukturen der untersuchten dotierten HEMT-Schichten auf Saphir-Substraten (AIX894 - AIX897). Aus Hall-Messungen: Leitfähigkeit und Beweglichkeit im 2DEG-Kanal. Die ausgerechnete Kanal-Leitfähigkeit ist für alle Strukturen in etwa gleich.

5.6.3 Einfluss der Schichtstruktur

Es wurden vier unterschiedliche AlGaIn/GaN-Heterostrukturen untersucht. Alle diese Schichten wurden mittels MOCVD auf 2-Zoll-Saphir-Substraten gewachsen. Sie setzen sich zusammen aus einer GaN-Nukleationsschicht, einem $2,5 \mu m$ dicken GaN-Puffer, einer 5 nm dicken undotierten AlGaIn-spacer-Schicht, einer Si-dotierten AlGaIn carrier supply-Schicht und schließlich einer undotierten AlGaIn-barrier-Schicht. Wie mit RBS (*Rutherford backscattering-spectroscopy*) bestätigt wurde, beträgt der AlN-Anteil des AlGaIn 18 %. Die vier Schichtstrukturen unterscheiden sich untereinander jeweils in einem Parameter. Bei den variierten Parametern handelt es sich um die Dicke der barrier-Schicht, die Dicke der carrier supply-Schicht und deren Dotierkonzentration (s. Tab.5.1). In dieser Tabelle sind ebenfalls die Resultate der Hall-Messungen bei Raumtemperatur und bei 77 K eingetragen. Aus diesen Daten wurde der Kanalwiderstand bestimmt und es hat sich gezeigt, dass die Werte lediglich um $\pm 4 \%$ schwanken.

Mit diesen Schichten wurden HEMTs im RundHEMT-Layout hergestellt. Die Abmessungen der Gates betrugen $0,7 \times 100 \mu m^2$ und der Source-Drain-Abstand betrug $4 \mu m$. Alle Bauelemente waren nicht passiviert. Typische Ausgangs- und Transferkennlinien sind in Abb. 5.8 gezeigt.

Im Gegensatz zu den Ergebnissen der Hallmessungen, wonach man ähnliche Transistoreigenschaften für die vier Schichten erwarten würde, weisen die HEMTs unterschiedliche Resultate auf. So variiert der maximale Drainstrom (für $V_G = 1 V$) im Bereich von 130 - 360 mA/mm und die maximale Steilheit im Bereich von 79 - 132 mS/mm, wobei diese Werte in der Reihenfolge AIX894 - AIX896 - AIX897 - AIX895 zunehmen. Wie man sieht, besitzen die Schichtstrukturen Eigenschaften, die mit Hall-Messungen alleine nicht erfasst werden können.

Um weitere Rückschlüsse auf die Eigenschaften der HEMTs ziehen zu können,

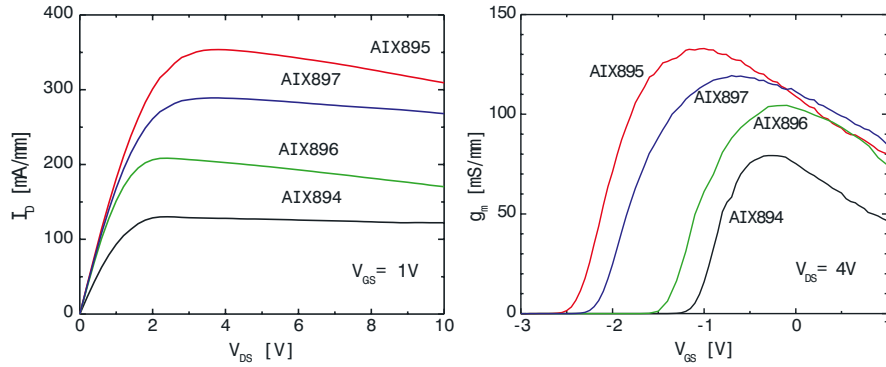


Abb. 5.8: Ausgangs- und Transfer-Kennlinien von RundHEMTs auf vier verschiedenen HEMT-Schichtstrukturen auf Saphir (AIX894 - AIX897).

wurden PIS-Messungen unter der Gatespannung $V_G = 0$ V durchgeführt. Die spektrale Photoionisationsquerschnitte sind in Abb. 5.9 gezeigt.

Anhand dieser Spektren werden zwei Zusammenhänge deutlich:

1. Die Querschnitte weisen ähnliche Verläufe auf. Bei den untersuchten Schichten scheint es sich also um die gleichen Traps zu handeln.
2. Da für die vier Schichten Strukturen mit dem gleichen Layout unter den gleichen Bedingungen (Lichtintensität, Temperatur, Gatespannung, usw..) gemessen wurden, können die Photoionisationsquerschnitte, die proportional zu der Trapkonzentration sind, relativ miteinander verglichen werden. In derselben Reihenfolge wie die maximalen Drainströme und Steilheiten von Probe zu Probe zunehmen, nehmen die Photoionisationsquerschnitte ab. Es besteht also eine direkte Korrelation zwischen den Transistoreigenschaften und den Trapkonzentrationen.

Mittels Fittings der Spektren konnten die Aktivierungsenergien von jeweils zwei Traps mit den entsprechenden Halbwertsbreiten, sowie die jeweiligen Querschnitte σ extrahiert werden. Zum Vergleich sind alle ermittelten Werte in der Tab.5.2 zusammengetragen.

Man kann also zusammenfassen, dass aus den Fittings sich für das erste Trap eine optische Aktivierungsenergie zwischen 2,84 - 2,94 eV mit einer Halbwertsbreite von 150 - 250 meV ergibt. Das zweite Trap hat entsprechend eine Aktivierungsenergie von 3,24 - 3,28 eV mit einer Verbreiterung von 46 - 53 meV.

Obwohl bei unseren Untersuchungen die Wachstumsbedingungen des GaN-Puffers für alle vier Schichten identisch waren, unterscheiden sich die Photoionisationsquerschnitte sehr deutlich von Schicht zu Schicht. Dies deutet darauf hin, dass andere Effekte, die ausserhalb des Puffers stattfinden, zu den Trapping-Prozessen in

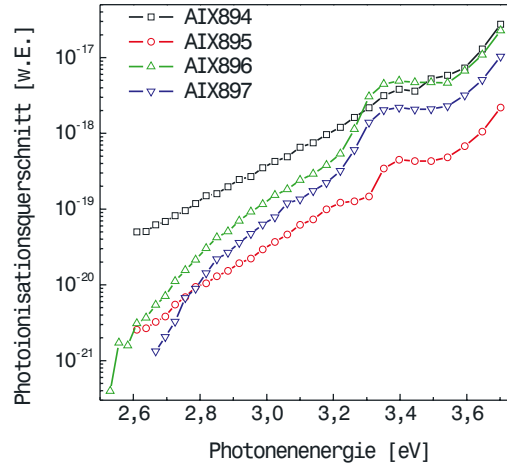


Abb. 5.9: Photoionisationspektren der HEMTs mit den Schichten AIX894 - AIX897.

AlGaIn/GaN-Heterostrukturen beitragen. Zur besseren Visualisierung wurden die gefitteten Photoionisationsquerschnitte auf den niedrigsten Wert normiert. Ausserdem sind die besten (schlechteren) DC-Daten I_{Dmax} und g_{mmax} der HEMTs, sowie die niedrigsten (höchsten) σ in Fett-Schrift (Kursiv-Schrift) geschrieben.

In Kap. 4 wurde bereits auf den Einfluss der AlGaIn-Oberfläche auf das Gleichstrom- und das Hochfrequenz-Verhalten der HEMTs diskutiert. So haben Tilak et al. [til] festgestellt, dass sich die Leistungsfähigkeit von AlGaIn/GaN-HEMTs erhöht, wenn der Abstand zwischen dem 2DEG-Kanal und der Oberfläche vergrößert wird. Diese Aussage kann durch die PIS-Messungen bestätigt werden. Die Schichtsysteme AIX894 und AIX895 haben nämlich die selbe Dotierkonzentration ($5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) und unterscheiden sich nur in der Dicke der Barrieren-Schicht bzw. dem Abstand vom Kanal zur Oberfläche d_{KO} . So weisen die Bauelemente auf AIX895, für die $d_{KO} = 27 \text{ nm}$ gilt, einen wesentlich niedrigeren Photoionisationsquerschnitt, d. h. eine niedrigere Konzentration an Traps und bessere Gleichstrom-Kennndaten auf als die Schicht AIX894 mit $d_{KO} = 21 \text{ nm}$. Ein ähnliches Verhalten kann auch für die Schichten AIX896 und AIX897 mit einer Dotierkonzentration von $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ beobachtet werden. Bei diesen Proben ist allerdings der Unterschied von d_{KO} und der Photoionisationsquerschnitt nicht so ausgeprägt.

Aus diesen Untersuchungen folgt also, dass bei der PIS der Current Collapse-Prozess in großem Maße durch die Traps im GaN-Buffer bedingt ist. Daneben hat jedoch auch die AlGaIn-Oberfläche einen Einfluss auf den maximalen Drainstrom und die Steilheit der HEMTs.

Schichtbezeichnung	AIX894	AIX895	AIX896	AIX897
AlGaIn barrier layer [nm]	6	12	12	12
AlGaIn carrier supply layer [nm]	10	10	10	15
AlGaIn spacer layer [nm]	5	5	5	5
Dotierkonzentration [cm^{-3}]	$5 \cdot 10^{18}$	$5 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$
I_{Dmax} [mA/mm]	130	360	210	290
g_{mmax} [mS/mm]	79	132	104	119
E_1 [eV]	2,94	2,90	2,84	2,89
FWHM von E_1 [eV]	0,255	0,203	0,152	0,140
σ_1 [o.E.]	10,4	1,0	2,7	2,6
E_2 [eV]	3,24	3,28	3,24	3,24
FWHM von E_2 [eV]	0,053	0,052	0,047	0,046
σ_2 [o.E.]	6,2	1,0	16,3	7,0

Tab. 5.2: Aktivierungsenergien und deren Halbwertsbreiten von Traps in 4 verschiedenen dotierten HEMT-Schichten auf Saphir-Substraten. Die Photoionisationsquerschnitte sind jeweils auf den niedrigsten Wert normiert.

5.6.4 Einfluss der Gate-Spannung

Um einen etwaigen Einfluss von Oberflächenzuständen zu untersuchen, wurden bei HEMTs der Probe AIX896 (Schwellenspannung -1,5 V) auf Saphir-Substrat PIS-Messungen bei Gatespannungen V_{GS} zwischen +1 V und -0,8 V durchgeführt.

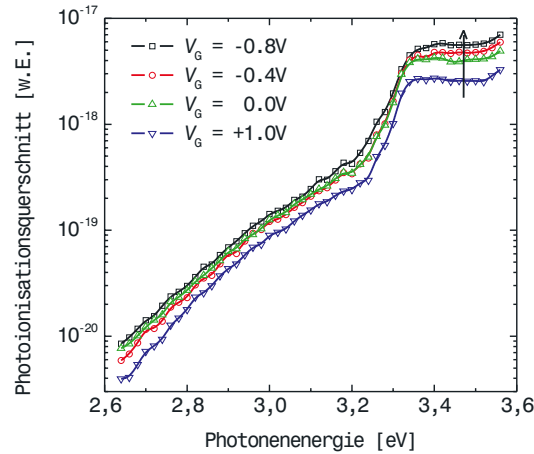


Abb. 5.10: Photoionisationspektren der HEMTs auf AIX896 bei verschiedenen Gatespannungen.

Gatespannung	$V_G = +1\text{ V}$	$V_G = 0\text{ V}$	$V_G = -0,4\text{ V}$	$V_G = -0,8\text{ V}$
E_1 [eV]	2,84	2,84	2,85	2,85
FWHM von E_1 [eV]	0,152	0,175	0,175	0,170
σ_1 [o.E.]	1	1,20	1,25	1,56
E_2 [eV]	3,25	3,25	3,25	3,25
FWHM von E_2 [eV]	0,044	0,044	0,044	0,044
σ_2 [o.E.]	1	1,55	1,68	1,98

Tab. 5.3: Gefittete Werte der Aktivierungsenergien, deren Halbwertsbreiten und die Photoionisationsquerschnitte von zwei Traps (AIX896) bei verschiedenen Gatespannungen. Die Photoionisationsquerschnitte sind jeweils auf den niedrigsten Wert normiert.

Die entsprechenden Photoionisationsspektren sind in der Abb. 5.10 dargestellt. Wie man sieht, sind zwei Traps am Current Collapse beteiligt und mit abnehmender Gatespannung (Pfeil) nimmt der Photoionisationsquerschnitt für beide Traps zu. Die aus den Spektren gefitteten Aktivierungsenergien, deren Halbwertsbreiten und die Querschnitte sind in der Tab. 5.3 zusammengefasst.

Man stellt also fest, dass die beiden Aktivierungsenergien für alle Messungen nahezu identisch sind und dass sich die Halbwertsbreite kaum ändert. Mit abnehmender Gatespannung nimmt lediglich der Photoionisationsquerschnitt zu, d. h. σ_1 steigt um 56 % und σ_2 verdoppelt sich. Dieser Unterschied belegt, dass die Ursache dieses Verhaltens durch physikalische Effekte und nicht durch die Verschiebung des Arbeitspunkts bedingt ist. Zwei Erklärungen scheinen möglich. So kann einmal die Verschiebung der Raumladungszone bei Änderung der Gatespannung dazu führen, dass andere Bereiche des Puffers mit unterschiedlichen Trapkonzentrationen untersucht werden. Andererseits kann die Besetzung von Oberflächenzuständen durch die Gatespannung beeinflusst werden. Dies wurde bereits bei Untersuchungen des virtuellen Gates im Gate-Drain-Bereich gezeigt [vet2]. So können in Oberflächenzuständen eingefangene Elektronen mit einer positiven Gatespannung wieder befreit werden. So besteht die Möglichkeit, dass Oberflächenzustände die Photoionisationsspektren beeinflussen.

5.6.5 Einfluss von Stress

Neben dem ohnehin vorhandenen Current Collapse kann durch kurzzeitigen Stress eine Verkleinerung des Gleichstrom-Drainstroms und ein zusätzlicher Beitrag zum Current Collapse induziert werden. Der Stress besteht darin, dass der Transistor während einigen Stunden betrieben wird.

Dieser Effekt ist z. B. sehr gut bei der Probe ED118, die mittels MBE auf SiC-Substrat gewachsen wurde, zu erkennen. In Abb. 5.11 links sind jeweils drei Gleichstromkennlinien vor dem Stress (durchgezogene Linie) und nach dem Stress (gestrichelte Linie) dargestellt. Die erste Kennlinie wird nach Beleuchtung mit UV-Licht aufgenommen und die beiden nächsten zeigen dann den kollabierten Strom. Beim

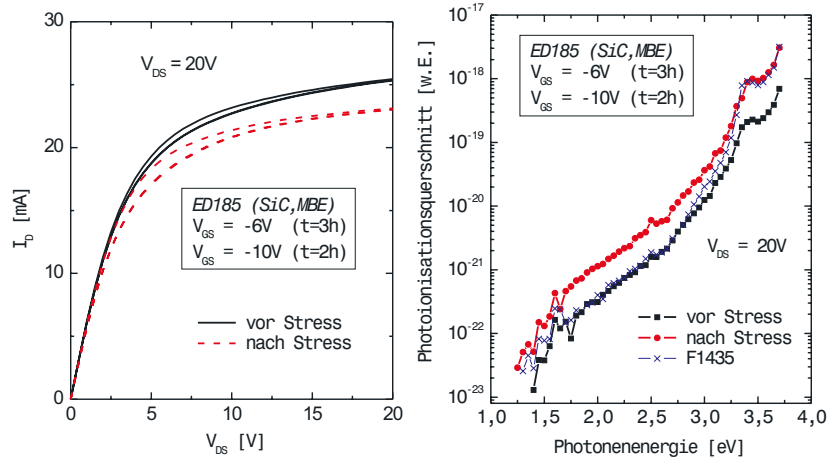


Abb. 5.11: Einfluss von Stress bei HEMTs auf ED118 (SiC-Substrat, MBE). Links: DC-Kennlinien vor und nach dem Stress. Rechts: Photoionisationspektren vor und nach dem Stress.

Stress werden bei einer Drainspannung $V_{DS} = 20V$ die Gatespannung so gewählt, dass der Drainstrom etwa ein Drittel des maximalen Stroms beträgt. So soll verhindert werden, dass sich der Transistor zu stark erhitzt und dass es somit zu einer dauerhaften Beschädigung des Materials kommt. Die Probe wurde nun in zwei aufeinanderfolgenden Schritten zuerst bei $V_{GS} = -6V$ (3 Stunden) und dann bei $V_{GS} = -10V$ (2 Stunden) ausgesetzt. Wie man in der linken Abbildung sieht, bewirkt der Stress auf der einen Seite eine Verkleinerung der Drainstroms und auf der anderen Seite im Bereich $V_{GS} = 0-10V$ eine Zunahme des Current Collapses.

Die Spektren der PIS vor und nach dem Stress sind in der Abb. 5.11 rechts gezeigt. Es kommt bei der Probe ED118 über das gesamte Spektrum zu einer Erhöhung des Photoionisationsquerschnitts, wobei dieser Anstieg allerdings unterschiedlich für die drei Traps ist. Es scheint sehr unwahrscheinlich, dass durch den Stress neue Traps mit der gleichen Aktivierungsenergie entstehen. Vielmehr ist davon auszugehen, dass bestehende Traps aktiviert werden. Diese sind zuerst gefüllt und elektrisch „inaktiv“. Durch den Stress werden diese erst angeregt [mit].

Die gleichen Untersuchungen wurden ebenfalls für HEMTs auf SiC-Substrat, die mit MOCVD hergestellt wurden, durchgeführt Sowohl für die dotierte (F1749) als auch für die undotierte HEMT-Schicht (F1435) bleibt der bestehende Current Collapse, der schon sehr gering ist, nach dem Stress nahezu unverändert (Abb. 5.12 links). Auf der rechten Seite sind die PIS-Spektren beispielhaft für F1435 gezeigt. Wie man sieht, gibt es sogar nach 16-stündigem Stress keinen Unterschied zwischen den Spektren.

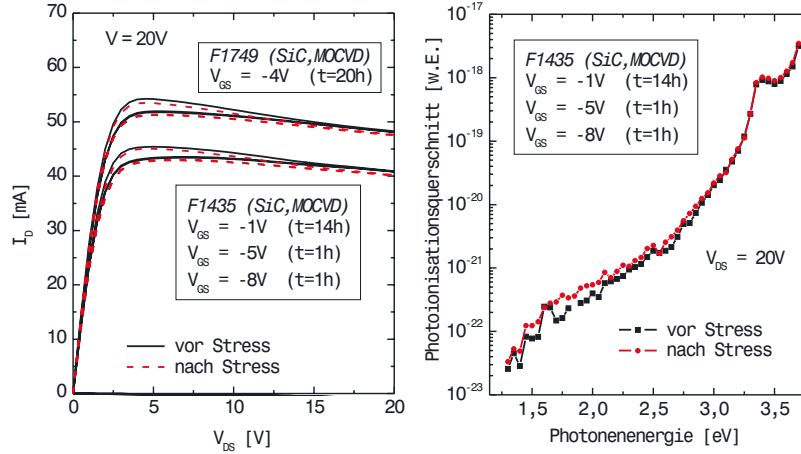


Abb. 5.12: Einfluss von Stress bei HEMTs auf SiC (MOCVD). Links: DC-Kennlinien vor und nach dem Stress (F1435, F1749). Rechts: Photoionisationspektren vor und nach dem Stress.

Ein ähnliches Verhalten konnte für unpassivierte HEMTs auf Silicium-Substrat (F1450) beobachtet werden (Abb. 5.13 oben). Der Current Collapse ist im Bereich $V_{DS} = 0-12V$ stark ausgeprägt und mittels Photoionisationsspektroskopie können drei Traps identifiziert werden. Das Ausüben von Stress während 18 Stunden bei $V_{GS} = -1V$ beeinflusst diese Ergebnisse jedoch nicht.

Vergleichen wir dieses Verhalten nun mit HEMTs, die mit einer Si_xN_y -Schicht passiviert wurden (Abb. 5.13 unten). Vor dem Stress sind die maximalen Drainströme höher und der Current Collapse unterscheidet sich kaum von der unpassivierten Schicht. Nach 16 Stunden Stress hat der Current Collapse besonders im linearen Bereich substantiell zugenommen. In diesem Fall beobachtet man außerdem eine Veränderung des Photoionisationsquerschnitts. Die Signaturen der drei Traps sind nach wie vor vorhanden, jedoch haben sich die Beiträge vom ersten (3,22 eV) und vom dritten Trap (2,1 eV) verändert. Die Passivierung der HEMTs führt also zu einer Verbesserung der Gleichstromeigenschaften der Transistoren. Auf der anderen Seite ist die Passivierungsschicht der Ursprung von neuen Traps, die wie hier mittels Stress gezeigt das Schaltverhalten der HEMTs wieder verschlechtern (vgl. Kap. 6 und 7).

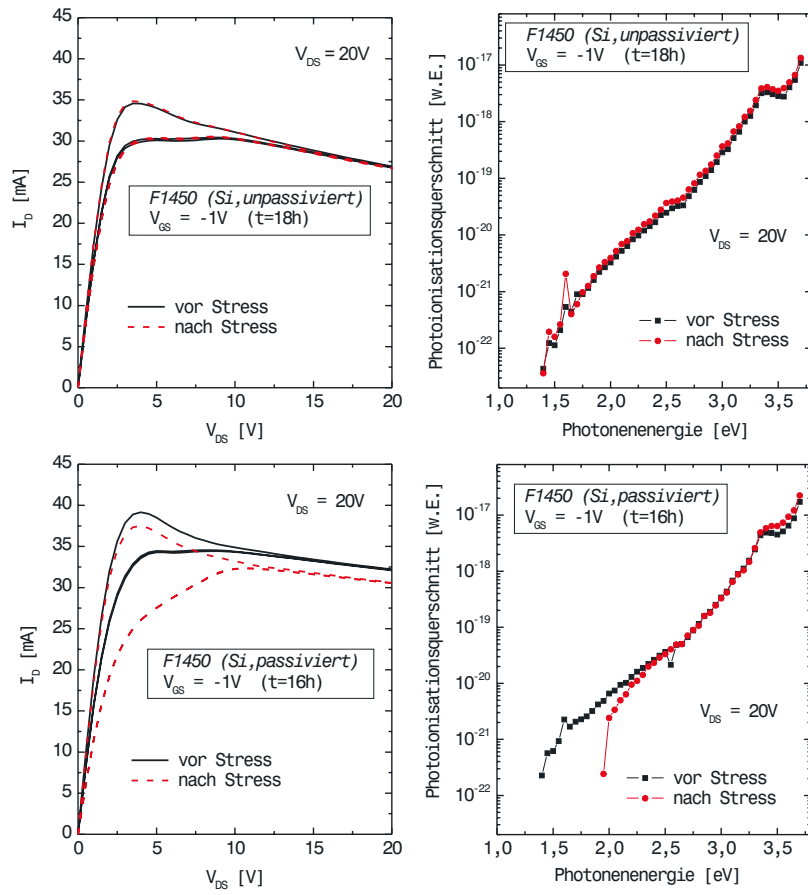


Abb. 5.13: Einfluss von Stress bei HEMTs auf F1450 (Si-Substrat, MOCVD). Links: DC-Kennlinien vor und nach dem Stress (oben: unpassiviert, unten: passiviert). Rechts: Photoionisationspektren vor und nach dem Stress (oben: unpassiviert, unten: passiviert).

Kapitel 6

Backgating Current DLTS

Bei der Backgating Current Deep Level Transient Spectroscopy (BC-DLTS) handelt es sich um eine Untersuchungsmethode, die bei Bauelementen mit AlGaIn/GaN-Schichten auf nicht-isolierenden Substraten eingesetzt werden kann. Bei den folgenden Untersuchungen werden die Aktivierungsenergien von Buffertraps in Schichten auf Silicium-Substrat bestimmt. In den ersten Kapiteln 6.1, 6.2 und 6.3 wird die DLTS-Methode im allgemeinen beschrieben sowie die spezielle Variante des BC-DLTS erläutert. Kap. 6.4 beschreibt kurz den Messaufbau. Das Kap. 6.5 widmet sich dann den Ergebnissen der Untersuchungen an undotierten (sowohl unpassiviert als auch passiviert) und dotierten AlGaIn/GaN-HEMTs auf Silicium-Substrat.

6.1 Backgating

Im Gegensatz zu Saphir-Substraten ermöglicht die Leitfähigkeit des Silicium-Substrats das Anlegen einer Spannung an der Rückseite der Transistoren durch das Substrat hindurch. Diese Rückseitenspannung kann dann die Besetzung von Trap-Zuständen verändern und dient dazu die physikalischen Eigenschaften des Materials zu untersuchen. Aus früheren Untersuchungen an auf GaAs basierenden MESFETs und HEMTs ist dieser sogenannte Backgating-Effekt bereits wohl bekannt [gor].

Wie in Abb. 6.1 anhand eines GaN-MESFETs auf semi-isolierendem GaN-Substrat veranschaulicht werden soll, entsteht eine Raumladungszone am Übergang zwischen dem Substrat und den aktiven Bauelementschichten. Diese Raumladungszone kann durch eine Spannung von der Rückseite verändert werden und wirkt so wie ein Gate, mit dem der Drainstrom des Transistor gesteuert werden kann. Im Falle von HEMTs wird die Raumladungszone im Bereich unter dem 2DEG-Kanal durch die Backgating-Spannung beeinflusst. Die Untersuchungen beschränken sich also auf diesen Bereich des GaN-Puffers, sodass bei den zu messenden Trapping-Effekten nur das GaN bulk und nicht die AlGaIn-Oberfläche einen Beitrag liefert. So haben Uren et al. [ure] die elektrisch aktiven Zentren im GaN-Puffer untersucht, indem sie den Einfluss der Backgating-Spannung auf die pinch-off-Spannung von AlGaIn/GaN-HEMTs auf leitenden SiC-Substrat studiert haben. Dabei haben sie festgestellt, dass sich die Raumladungszone des Backgates vom 2DEG in den GaN-Puffer reicht und sich nicht zwischen Puffer und Substrat erstreckt. Dies ist der Grund, wieso beim

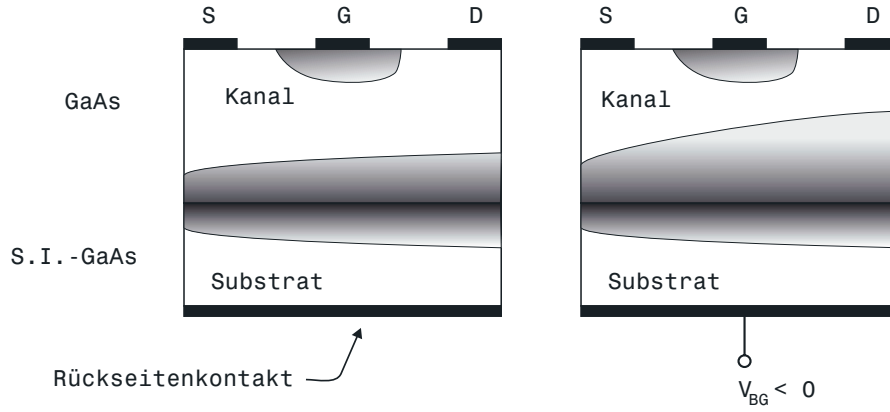


Abb. 6.1: Auswirkung einer Backgating-Spannung auf die Raumladungszone zwischen einer GaAs-MESFET-Schicht und dem semi-isolierenden GaAs-Substrat.

Backgating Current DLTS nur die Umbesetzungseffekte von Traps nahe an der Heterogrenzfläche und nicht von denen im tieferen Teil des Puffers (mit mehr Defekten) beobachtet werden.

6.2 Deep Level Transient Spectroscopy

Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS) ist eine Methode zur Charakterisierung von tiefen Störstellen in Halbleitern und wurde 1974 von D.V. Lang [lan] eingeführt. Im Gegensatz zur Emission durch optische Anregung wie bei der PIS (Kap. 5) basiert dieses Messverfahren auf der thermischen Emission von Ladungsträgern aus tiefen Störstellen, die sich in einer Sperrschicht befinden. Die Messgröße ist dabei die Kapazitätsänderung dieser Sperrschicht. Wie später gezeigt wird, kann diese Änderung allerdings auch indirekt über den Strom gemessen werden, wie dies bei Feldeffekttransistoren der Fall ist. Durch Messungen bei verschiedenen Temperaturen lassen sich dann die Aktivierungsenergien der Störstellen und damit ihre Lage in der Bandlücke bestimmen.

In der Abb. 4.1 wurden bereits die Emissions- und Einfang-Prozesse aus bzw. in Traps dargestellt. Im thermodynamischen Gleichgewicht sind die Niveaus entsprechend der Fermi-Statistik mit Elektronen besetzt. Die nichtstrahlenden Einfang- und Emissionsprozesse dieser Zustände wurden von Shockley, Read und Hall [shoc],[hal] beschrieben. Die sogenannte Shockley-Read-Hall-Statistik geht davon aus, dass jeder mikroskopische Prozess der Emission eines Ladungsträgers aus einem elektronischen Zustand einer Störstelle in ein Band und der Einfang eines Ladungsträgers aus einem Band in einen Störstellenzustand miteinander im Gleichgewicht stehen.

Für die Besetzung der Störstellen ergibt sich folgende Differentialgleichung:

$$\frac{dN_T^-}{dt} = (c_n n + e_p) N_T^0 - (e_n + c_p p) N_T^- = 0 \quad (6.1)$$

$$N_T^0 + N_T^- = N_T \quad (6.2)$$

wobei c und e die Einfangs- und Emissionsraten, n und p die freien Ladungsträgerkonzentrationen im Leitungs- bzw. Valenzband und N_T die Störstellendichte sind. Die oberen Indices 0 und $^-$ geben an, ob die Störstelle leer oder gefüllt ist.

Eine einfache Lösung für diese Differentialgleichung ergibt sich unter folgenden Randbedingungen. In der Raumladungszone befinden sich keine freien Ladungsträger und die Störstellenniveaus sollen vor der Messung gefüllt sein. Die Emissionsrate für Löcher e_p ist (nach Definition der Elektronen-Haftstelle) klein gegen die der Elektronen e_n und kann vernachlässigt werden. Man erhält somit:

$$N_T^-(t) = N_T e^{-e_n t} \quad (6.3)$$

Die Emissionsrate d. h. die Emissionswahrscheinlichkeit e_n für Elektronen in das Leitungsband kann für einen entarteten Halbleiter angesetzt werden zu:

$$e_n = \sigma_n \cdot v_{th} \cdot N_L \cdot e^{-\frac{(E_L - E_T)}{kT}} \quad (6.4)$$

Dabei sind σ_n der Einfang- bzw. der Wirkungsquerschnitt, v_{th} die thermische Geschwindigkeit der Elektronen und N_L die Zustandsdichte im Leitungsband. Das Produkt $\sigma_n \cdot v_{th}$ kann man sich veranschaulichen mit dem Volumen, das ein Elektron während einer bestimmten Zeit aufgrund seiner thermischen Geschwindigkeit durchstreift. Je größer nun dieses Volumen ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, von der Störstelle eingefangen zu werden. Mit der Zustandsdichte im Leitungsband erhöht sich die Emissionswahrscheinlichkeit proportional zur Zunahme der besetzbaren Elektronenzustände. In den Boltzmannfaktor $e^{-\frac{(E_L - E_T)}{kT}}$ geht die Aktivierungsenergie E_T der Störstelle ein.

Berücksichtigen wir nun folgende Abhängigkeiten für N_L und v_{th} :

$$N_L = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right) \quad (6.5)$$

$$v_{th} = \sqrt{3kT/m_n^*} \quad (6.6)$$

wobei m_n^* die effektive Masse der Elektronen ist. Durch Einsetzen in Gl. 6.4 ergibt sich dann $e_n \propto T^2$. Wie später erläutert wird, ist dies ein wichtiger Zusammenhang für die Auswertung der Messungen. Alle in diesem Kapitel angestellten Betrachtungen lassen sich natürlich ohne weiteres auf die Löcheremission sowie die Umkehrprozesse übertragen, da äquivalente Beziehungen gelten.

Das exponentielle Verhalten der Emissionsrate lässt sich mittels DLTS messen und bestimmen. Eine DLTS-Messung besteht im Prinzip aus zwei Schritten: die Besetzung der Störstellen durch Einfang von Ladungsträgern und anschließend die thermische Emission. Betrachten wir dazu stellvertretend einen Schottky-Kontakt wie in Abb. 6.2 dargestellt.

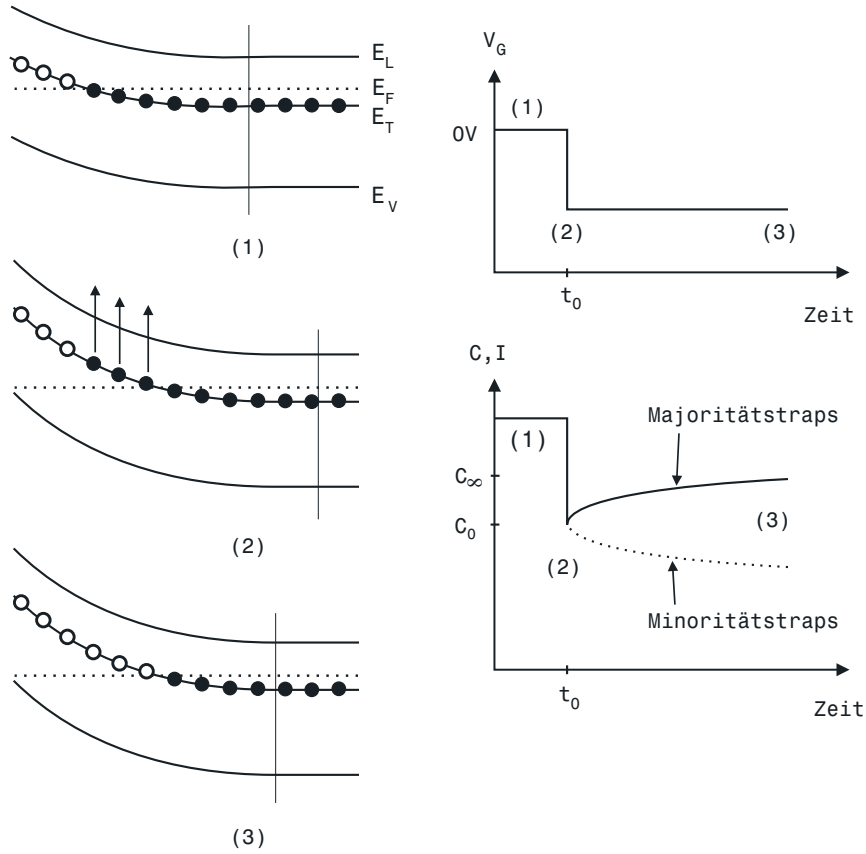


Abb. 6.2: Bänderschema eines Schottky-Kontaktes bei einer DLTS-Messung. Rechts: die zeitliche Änderung der angelegten Spannung und der entsprechende Kapazitätsverlauf. Links: Bandverlauf und Umbesetzung der Trapzustände.

Auf der linken Seite ist der zeitliche Verlauf der angelegten Spannung und der entsprechenden Antwort (im Fall des Schottky-Kontakts die Kapazität) gezeigt. Die Messgröße $C(t)$ hängt vom zeitlichen Verlauf der Ladungsträgerkonzentration am Rande der Raumladungszone, die sich mit angelegten Spannungspulsen ändert, ab. Der Bandverlauf ist für drei Situationen dargestellt.

- (1) Keine Spannung ist angelegt und die Kapazität bleibt konstant. Im thermischen Gleichgewicht sind die Störstellenzustände E_T unterhalb des Fermi-Niveaus gefüllt.
- (2) Zum Zeitpunkt t_0 wird die Spannung auf einen negativen Wert (Sperrspannung) gepulst und die Kapazität wird kleiner. Ein Teil der gefüllten Traps liegen jetzt über dem Fermi-Niveau und emittieren nun Elektronen ins Lei-

tungsband um erneut in einen thermodynamischen Gleichgewichtszustand zu kommen.

- (3) Bei konstanter negativer Spannung ändert sich die Kapazität, sowie sich Traps thermisch entleeren. Im Fall von Majoritätstraps (Löcher) wird die Raumladungszone dann kleiner und die Kapazität nimmt zu. Bei Minoritätstraps (Elektronen) ist der Verlauf umgekehrt (gestrichelte Linie). Der erneute Eingang von Ladungsträgern ist hier nicht mehr möglich, da sich in der Sperrschicht fast keine freien Ladungsträger befinden. Für lange Zeiten strebt die Kapazität also einem konstanten Wert asymptotisch zu.

Für nicht zu hohe Trapkonzentrationen N_T gilt für die Änderung in der Kapazität folgende Proportionalität $\Delta C \propto N_T$. Wie in der Abb. 6.2 rechts unten dargestellt, zeigt die Kapazitätstransiente ein exponentielles Verhalten:

$$C(t) = C_\infty - \Delta C_{tot} e^{-e_n t} \quad (6.7)$$

wobei C_0 bzw. C_∞ die Kapazität vor Beginn der Emission bzw. beim thermischen Gleichgewicht und $\Delta C_{tot} = C_\infty - C_0$.

Nun gilt es aus diesem Verhalten die Emissionsrate e_n zu bestimmen. Aus der Temperaturabhängigkeit von e_n ist es dann nämlich möglich die energetische Lage der Traps $E_L - E_T$ bzw. $E_V + E_T$ zu bestimmen. Das gängigste Verfahren bei DLTS ist die sogenannte „Boxcar-Messtechnik“ [lan]. Dabei wird die Kapazitätsdifferenz $\Delta C = C(t_2) - C(t_1)$ (auch „DLTS-Signal“) in dem Zeitfenster zwischen den Zeitpunkten t_1 und t_2 gemessen. Das ΔC über die Temperatur aufgetragen ergibt ein DLTS-Spektrum, das bei gegebenen Zeitfenster und gegebener Temperatur ein bestimmtes Maximum aufweist. So kann man e_n leicht für jede Temperatur bestimmen, denn e_n ist stark temperaturabhängig und nur für eine bestimmte Temperatur an das Zeitfenster angepasst. Da die entsprechenden Zeitkonstanten $\tau = 1/e_n$ bei unseren Proben jedoch sehr groß (ca. 1 - 100 s) sind, und da die für uns verfügbaren Pulsgeneratoren nur Pulse mit wesentlich kürzeren Perioden erzeugen können, konnten diese für diese Messungen nicht eingesetzt werden. Deshalb haben wir die Stromtransienten für Current DLTS mit dem Kennlinienschreiber komplett ausgemessen und die Auswertung erfolgte durch direktes Anfitten des exponentiellen Anstiegs oder Abfalls.

Hat man nun die Emissionsrate e_n für einen bestimmten Trap bei mehrere Temperaturen bestimmt, kann man e_n/T^2 logarithmisch über $1/T$ auftragen (Arrhenius-Plot). Unter Berücksichtigung der Gl. 6.4, 6.5 und 6.6 kann mit diesen Messpunkten eine Gerade mit der Steigung $E_L - E_T$ bzw. $E_V + E_T$ angefittet werden.

6.3 Backgating Current DLTS

Im vorigen Kapitel wurde die Besetzungsmechanismen der Trapzustände sowie die Auswertung der Messungen für das konventionelle DLTS beschrieben. Für die Untersuchungen an AlGaIn/GaN-HEMTs auf Silicium-Substrat wurde allerdings eine

Abwandlung dieser Messmethode eingesetzt: „Backgating Current DLTS“. Bei Feldeffekttransistoren misst man nämlich nicht die Kapazität am Gate, sondern Drainstromtransienten (Strom-DLTS), wenn am Gate, das in Sperrrichtung vorgespannt ist, Besetzungspulse angelegt werden. Der Grund, dass man anstelle der Kapazität den Strom misst, liegt darin, dass die Änderungen der Gatekapazität wegen der geringen Abmessung des Bauelements viel zu klein ist, um gemessen werden zu können.

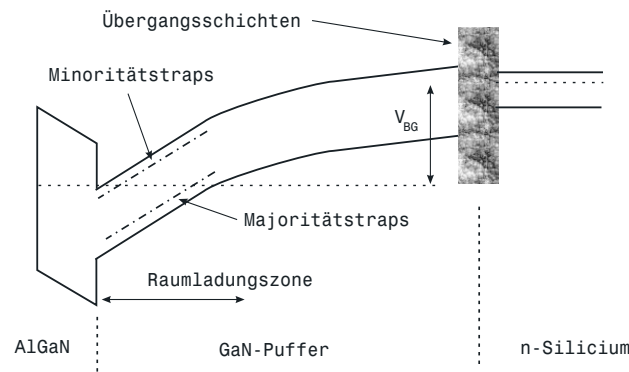


Abb. 6.3: Schematisches Banddiagramm und die Lage der Traps in einem HEMT mit Backgating-Spannung.

Die Abb. 6.3 zeigt den Bandverlauf unter dem Gate durch den GaN-Puffer bis zum Substrat eines undotierten HEMTs. Durch das Anlegen einer Spannung von der Rückseite wird die Besetzung von Majoritäts- und von Minoritätstraps im Bereich direkt unter dem 2DEG-Kanal verändert. Bei dieser Variante der Strom-DLTS nutzt man nun aus, dass der Drainstrom sehr empfindlich auf Änderungen dieser Besetzungen reagiert.

6.4 Messaufbau

Die Mess-Schaltung ist in Abb. 6.4 dargestellt. Die Drainstromtransienten wurden mit einem *HP 4145B Semiconductor Parameter Analyser* gemessen und die Backgating-Spannung wurde mit einem *Keithley 2400 SourceMeter* angelegt. Zur Temperaturkontrolle wurde ein Heizelement mit Wasserkühlung verwendet, mit dem eine Temperatur zwischen 20 °C und 150 °C eingestellt werden konnte.

6.5 Ergebnisse

Wie schon erwähnt wurde, ist es bei DLTS-Messungen notwendig stabile Anfangsbedingungen, d. h. stabile Besetzungen der Trapszustände, herzustellen, um zu gewährleisten, dass nur die Signale, die durch die Backgating-Spannung verursacht wer-

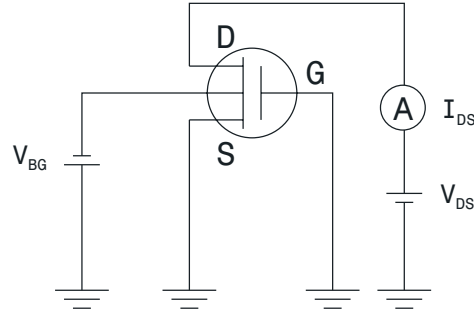


Abb. 6.4: Schaltung für Backgating Current DLTS.

den, registriert werden. Dazu wurden die Transistoren vor jeder Messung mit UV-Licht bestrahlt und dann erst wurde die Drainstrom-Messung gestartet. Um weiterhin zu verhindern, dass Aufheiz-Effekte im Kanal die Temperatur im GaN-Puffer verfälschen, wurde der Drainstrom im linearen Bereich ($V_{DS} = 0,5 \text{ V}$) und bei der Gatespannung $V_{GS} = 0 \text{ V}$ gemessen. Untersucht wurden dotierte und undotierte HEMT-Schichten.

6.5.1 Undotierte HEMTs

Die undotierten HEMT-Strukturen entsprechen der Schicht AIX1444, die in Kap. 3.1 beschrieben ist. Es wurden jeweils LinearHEMTs mit einer Gatelänge von 300 nm , einer Gateweite von $50 \mu\text{m}$ und einem Source-Drain-Abstand von $3 \mu\text{m}$ eingesetzt.

Unpassivierte Strukturen In Abb. 6.5 sind Drainstromtransienten für einen unpassivierten HEMT, die bei Temperaturen zwischen 20°C und 130°C aufgenommen wurden, dargestellt. Zuerst wurde der Drainstrom während 20 s ohne Backgating-Spannung gemessen um bei der Messung einen Einfluss von Start-Effekten zu verhindern. Nach 20 s wurde dann die Backgating-Spannung von 0 V auf -3 V gepulst. Wie man gut erkennen kann relaxiert der Drainstrom sehr unterschiedlich bei verschiedenen Temperaturen. Mit steigender Temperatur durchläuft das ΔC bzw. das ΔI_{DS} ein Maximum im Zeitfenster von 80 s , das durch die Messung vorgegeben ist.

Um den zeitlichen Verlauf besser vergleichen zu können sind die Transienten in Abb. 6.6 links auf den tiefsten Wert sofort nach dem Pulsen der Backgating-Spannung normiert. Da ein sinnvolles Auswerten der Kurven bei höheren Temperaturen aufgrund von instabilem Stromverhalten nicht mehr möglich war, wurde sich hier auf den Bereich von 20°C bis 60°C beschränkt. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass in den ersten Sekunden der Transienten ein schneller Anstieg dominiert. Dieser Anstieg kann einem Majoritätstrap in p-dotiertem GaN-Puffer zugeordnet werden [ure]. In einer längeren Zeitskala zeigt die Transiente einen Abfall, der bei steigender Temperatur wieder verschwindet und der einem Minoritätstrap

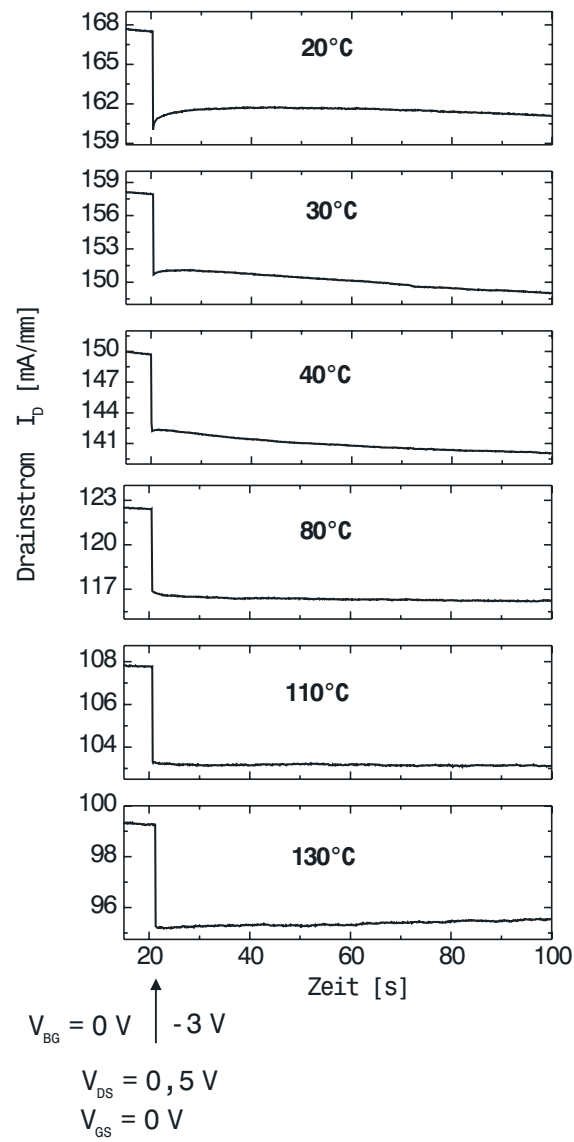


Abb. 6.5: Drainstromtransienten für einen unpassivierten HEMT auf AIX1444 für Temperaturen zwischen 20°C und 130°C . Die Backgating-Spannung wurde nach 20 s von 0 V auf -3 V gepulst.

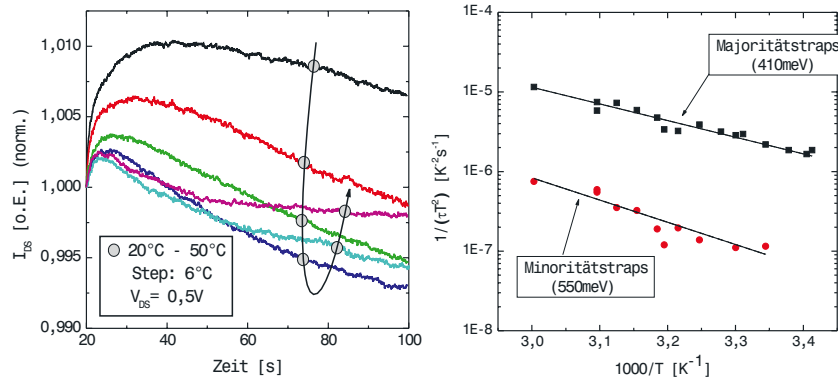


Abb. 6.6: Backgating Current DLTS an unpassiviertem HEMT auf AIX1444. Links: Stromtransienten für einzelne Temperaturen zwischen 20°C und 50°C (Die Kurven folgen dem Pfeil und den Kreisen mit steigender Temperatur.) Rechts: Arrhenius-Plot mit den Fittings von einem Typ von Majoritäts- und einem Typ von Minoritätstraps.

entspricht. Dies ist in der Tat ein ähnliches Verhalten, das auch schon bei DLTS mittels Backgating bei der Untersuchung von Elektronen- und Löcher-Traps im Substrat von GaAs-MESFETs beobachtet wurde [koc].

Die Zeitkonstanten der beiden Relaxationsprozesse wurden durch das Anfitzen mit einer Summe von zwei Exponentialfunktionen extrahiert. Der entsprechende Arrhenius-Plot ist in der Abb. 6.6 rechts gezeigt. Es konnten somit ein Minoritätstrap mit der energetischen Lage $E_L - (0,55 \pm 0,05) \text{ eV}$ und ein Majoritätstrap mit der Lage $E_V + (0,41 \pm 0,03) \text{ eV}$ identifiziert werden.

Das **Minoritätstrap** ist in der Literatur als „E2“-level wohl bekannt. So wurden von A.Y. Polyakov et al. [pol2] Störstellen in undotiertem n-GaN mit mehreren Messmethoden charakterisiert. So hat diese Gruppe an Au-Schottky-Dioden C-T (*capacitance-temperature*), DLTS und OTCS (*optical transient current spectroscopy*) durchgeführt ([hac1]. siehe Abb. 6.7). Mit mehreren Verfahren konnte so auch dieses E2-level ($0,55 \text{ eV}$) nachgewiesen werden. Unsere Werte sind in den Arrhenius-Plot von Polyakov eingetragen. Auf der einen Seite wird deutlich, dass die bei AlGaIn/GaN-HEMTs gefundene Aktivierungsenergie sehr gut mit den Resultaten von [pol2] korreliert und auf der anderen Seite sieht man, dass der von uns untersuchte Temperaturbereich die bei Polyakov vorhandene Lücke schließt.

Mit dem physikalischen Ursprung vom E2-level haben sich mehrere Gruppen beschäftigt. So konnte nachgewiesen werden, dass sich die Konzentration dieser Störstellen durch Elektronenbestrahlung [fan] oder durch Stickstoffimplantation [haa] kaum ändert. Eine Erhöhung der Konzentration an E2-Zentren konnte beobachtet werden, wenn Trimethyl-Gallium anstelle von Trimethyl-Gallium als Vorgängerstoff

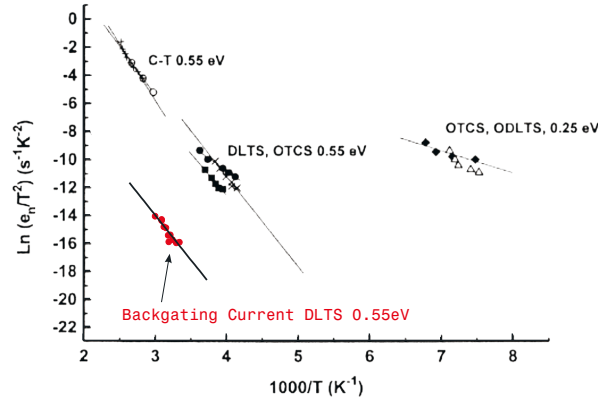


Abb. 6.7: Arrhenius-Plot von C-T, DLTS, ODLTS und OTCS-Messungen [pol2]. Die Werte von die Minoritätstraps mittels BC-DLTS sind zusätzlich eingetragen.

verwendet wurde [lee] und wenn der Dotierstoff Bis-cyclopentadienyl-Magnesium bei der Epitaxie vorhanden war [hac2]. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, dass E2-Störstellen eher mit chemischen Stoffen während des Schichtwachstums als mit Gitterdefekten zusammenhängen. Der Umstand, dass die von uns verwendeten Proben weder Bestrahlung noch Implantationsschritten ausgesetzt waren und dennoch E2-Zentren aufweisen, bestätigt diese Interpretation.

Auch das **Majoritätstrap** konnte bereits anderweitig nachgewiesen werden. So haben Polyakov et al. AlGaIn/GaN-LED (light emitting diode) pin-Strukturen untersucht [pol3]. An mehreren unterschiedlichen Strukturen wurde Admittanzspektroskopie und DLTS durchgeführt und neben dem Elektronentrap bei 0,55 eV dominierte in p-GaN(Mg)-Schichten auch der Löchertrap H3 bei der Energie $E_V + 0,4 \text{ eV}$. Dies ist ein weiterer Beleg dafür, dass der Buffer bei unseren AlGaIn/GaN-Heterostrukturen p-dotiert ist. Es wurde ebenfalls festgestellt, dass die Löchertraps metastabil sind und dass sie deshalb mindestens zum Teil für die „Persistente Photoleitfähigkeit“ (PPC) verantwortlich sind. Im Vergleich der verschiedenen Strukturen haben Polyakov et al. im übrigen bestätigt, dass die Dichte an E2-Zentren sich bei undotierten GaN-Schichten und bei p-GaN(Mg) kaum unterscheidet. Da die GaN-Puffer bei unseren Untersuchungen nominell undotiert sind, kann man daraus schließen, dass es sich um die gleichen Traps handelt. Als Schlussfolgerung gilt also, dass mit unserer DLTS-Variante gezeigt werden konnte, dass die Besetzung sowohl der E2- als auch der H3-Störstelle im GaN-Puffer negativen Einfluss auf den Drainstrom hat und somit zu Effekten wie dem Current Collapse oder gate lag beiträgt.

Passivierte Strukturen Bevor die Backgating Current DLTS-Messungen an passivierten Proben untersucht werden, betrachten wir zuerst die üblichen Charakterisierungsmethoden für Transistoren. Der Einfluss von Oberflächenpassivierungen

auf die Gleichstrom-, Hochfrequenz- und Leistungseigenschaften von AlGaIn/GaN-HEMTs wurde von P. Javorka im Detail untersucht [jav1]. So wurde für die undotierte HEMT-Schicht auf Silicium-Substrat AIX1444 eine 100 nm dicke SiO_2 -Schicht deponiert. Aus Hallmessungen hat sich ergeben, dass die Schichtladungsträgerkonzentration n_s sich durch die Passivierung von $7,12 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ auf $9,13 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ erhöht hat, wobei die Elektronenbeweglichkeit μ_n konstant bei $1330 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ geblieben ist. Die Leckströme an den Gates sowie an separaten Schottky-Dioden wurden gemessen und es konnte kein Unterschied durch die Passivierung festgestellt werden. Dies ist allerdings gegensätzlich zu anderen Ergebnissen [tan], bei denen die Gate-Leckströme um mehr als eine Größenordnung angestiegen sind. Dies ist also ein Hinweis darauf, dass bei unserer Passivierung nur die Oberfläche modifiziert, bzw. die Besetzung von Oberflächenzuständen verändert wird. Im Gegensatz dazu wird bei W.S. Tan et al. die Aktivierungsenergie des Mechanismus, der für die Leckströme verantwortlich ist („electron hopping conduction“), durch die Passivierung erniedrigt. Somit wird die effektive Barrierenhöhe für den hopping-Prozess verkleinert und die Leckströme steigen um bis zu zwei Größenordnungen an.

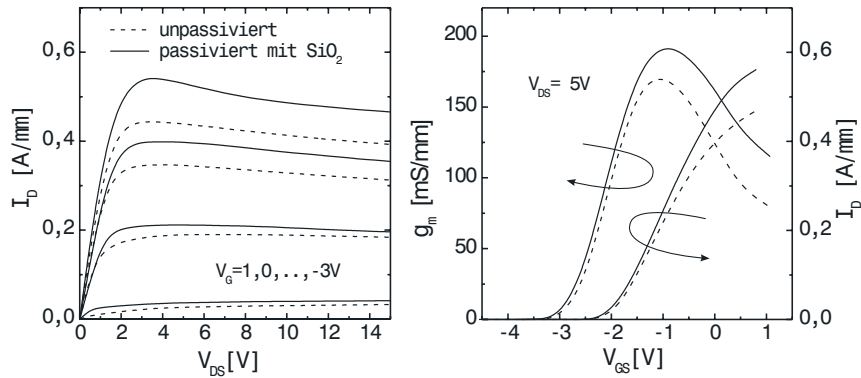


Abb. 6.8: Gleichstrom-Ausgangskennlinien (links) und Transferkennlinien (rechts) für LinearHEMTs auf AIX1444. Gestrichelte Linien: vor der Passivierung. Durchgezogene Linien: nach der Passivierung mit 100 nm SiO_2 [jav1].

In der Abb. 6.8 sind die entsprechenden Gleichstrom-Ausgangskennlinien und Transferkennlinien dargestellt. Der maximale Sättigungsstrom erhöht sich so von 0,45 A/mm auf 0,54 A/mm und das Maximum der Ausgangsteilheit erhöht sich von 170 mS/mm auf 196 mS/mm. Dabei verschiebt sich das maximale g_m zu einer höheren Drainspannung während die threshold-Spannung sich fast nicht verändert. Daraus lässt sich schließen, dass kein Trapping unterhalb des Gate-Metalls stattfinden kann, da ansonsten die threshold-Spannung nicht konstant bleiben würde. Somit kann die Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration im Kanal nur unterhalb der Oberfläche, wo sich kein Gate befindet, d. h. wie erwartet dort, wo die Oberfläche

passiviert wurde.

Obwohl sich die Transistoren in ihren Gleichstromeigenschaften verbessert haben, gilt dies für die Hochfrequenz- und Leistungseigenschaften nicht mehr [ber1]. So fällt die Wert von der current gain cutoff frequency f_T von 18,6 GHz auf 9 GHz bei einer Gatespannung von -1,5 V ab. Auch die maximum frequency of oscillation f_{max} wird substantiell schlechter, denn das Verhältnis von f_{max} zu f_T bleibt nach der Oberflächenpassivierung unverändert. Die Großsignalcharakterisierung bringt ähnliche Resultate. HEMTs mit einer Gatelänge $0,5 \mu\text{m}$ von und einer Gateweite $200 \mu\text{m}$ wurden beim Arbeitspunkt mit der maximalen Ausgangsleistung gemessen. Die Ausgangsleistung ist nach der Passivierung um 10-50 % niedriger.

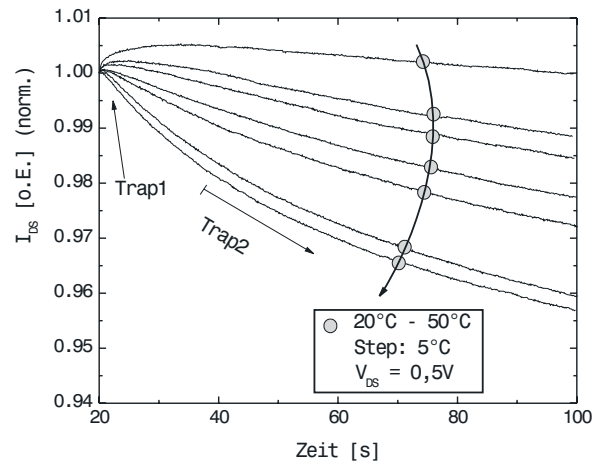


Abb. 6.9: Backgating Current DLTS an passiviertem HEMT auf AIX1444.

Nun wurden ebenfalls Backgating Current DLTS-Messungen an passivierten HEMTs durchgeführt. Die Abb. 6.9 zeigt für einige Temperaturen die Drainstromtransienten, die auf den tiefsten Wert sofort nach dem Pulsen der Substratspannung normiert sind. Wie bei den unpassivierten Proben relaxiert der Strom in den ersten Sekunden schnell nach oben (Trap 1). Dann dominiert allerdings ein anderer Trappingprozess und der Strom fällt wieder ab (Trap 2). Dieser Abfall nimmt sehr stark zu, wenn die Temperatur von 20°C auf 50°C erhöht wird. Bei noch höheren Temperaturen wird das Drainstromsignal jedoch instabil und ist stark verrauscht.

Wenn man die Skalen der Abb. 6.9 und der Abb. 6.6 links vergleicht, stellt man fest, dass sich die Drainstromänderung bei der unpassivierten Probe im Prozentbereich bewegt, wogegen der Abfall des Stroms nach der Passivierung mit SiO_2 bis zu 5 % beträgt.

Bei den Messungen hat sich herausgestellt, dass es sehr schwierig ist einen stabilen Ausgangspunkt, bei dem die Backgating-Spannung gepulst werden kann, herzu-

stellen. Aufgrund der großen Zeitkonstante der Transiente von Trap 2, die schon beim Starten der Messung mit $V_{BG} = 0$ V auftrat, war es nämlich nicht möglich solange mit dem Pulsen der Backgating-Spannung zu warten bis diese Transiente vollständig abgeklungen ist. Somit überlagerte der Abfall durch Trap 2 die Relaxationsprozesse, die ohne Passivierung stattfinden (Trap 1), dennoch sehr stark. Aufgrund des dominanten zweiten Traps ist somit ein sinnvolles Anfitten der Transienten mit exponentiellen Funktionen nicht möglich. Da das dominante Relaxationsverhalten nach den ersten Sekunden (Trap 2) erst nach der Passivierung auftritt, kann man davon ausgehen, dass es nicht auf Traps im Buffer sondern eher auf die Umbesetzung von Zuständen im Dielektrikum oder an der Grenzfläche $\text{SiO}_2/\text{AlGaIn}$ zurückzuführen ist.

Von X.Z. Dang et al. wurde bereits der Einfluss von SiO_2 -Passivierungsschichten auf die Beweglichkeit μ und die Ladungsträgerkonzentration n_S im 2DEG von $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ -HEMTs untersucht [dan2]. Mittels Hall-Messungen wurde festgestellt, dass bei undotierten HEMT-Schichten durch Passivierung n_S erhöht wurde und dass sich μ etwas verringert. Es sei nebenher bemerkt, dass diese Veränderungen durch Entfernen der SiO_2 -Schicht mittels nasschemischen Ätzens umgekehrt werden konnten. Dies zeigt deutlich, dass die inhärenten Eigenschaften der AlGaIn -Oberfläche für Änderungen von μ und n_S verantwortlich sind und nicht etwaige Schäden an der Oberfläche durch das Plasma der PECVD. Dang hat berechnet, dass sich die Energiedifferenz zwischen der Fermienergie und der Leitungsbandkante des AlGaIn durch die Präsenz einer SiO_2 -Passivierung um etwa 1,1 eV verringert. Dies deutet darauf hin, dass die $\text{AlGaIn}/\text{SiO}_2$ -Grenzschicht eine niedrigere Zustandsdichte im Vergleich zu der freien AlGaIn -Oberfläche aufweist. Diese Ergebnisse sind konsistent mit unseren Hall-Messungen, dessen Ergebnisse auf die Regionen mit einer freien Oberfläche, d. h. ohne Gate-Metall, übertragbar sind. Da durch die Deposition einer Passivierungsschicht die Schichtkonzentration im Kanal unterhalb dieser Schicht größer wird und die Beweglichkeit konstant bleibt, führt dies logischerweise zu höheren Drainströmen und höherer Steilheit. Wenn nun also eine geringere Zustandsdichte der $\text{SiO}_2/\text{AlGaIn}$ -Grenzfläche hierzu führen, rühren die Verschlechterung der Hochfrequenz- und Leistungseigenschaften sowie der überlagernde dominante Relaxationseffekt beim BC-DLTS notwendigerweise von zusätzlichen Zuständen im Dielektrikum her. Um eine Verschlechterung der Transistor-Kontakte zu verhindern, wurde die SiO_2 -Schicht bei einer niedrigen Temperatur (150°C) deponiert (zum Vergleich: bei Dang et al. betrug die Depositionstemperatur von SiO_2 300°C). Allerdings ist die Kristallinität von SiO_2 bei dieser Temperatur nicht optimal und es ist mit einer relativ hohen Konzentration an parasitären Zuständen zu rechnen. Dieses Ergebnis unterstreicht, wie wichtig die Qualität der Passivierungsschicht ist und dass es notwendig ist die Depositionsparameter weiter zu optimieren.

6.5.2 Dotierte HEMTs

Für die Backgating Current DLTS-Messungen an einer dotierten Schicht wurde die Heterostruktur Fo934 (s. Kap. 3.1) benutzt. Wiederum wurden die LinearHEMTs (Gateweite: 50 μm , Gatelänge: 0,65 μm , Source-Drain-Abstand: 3 μm) gemessen. Die-

se Transistoren waren nicht passiviert. Da für diese Messungen ein Peltier-Element eingesetzt wurde, konnte die Temperatur nur zwischen 30°C und 100°C variiert werden. Nach 20 s wurde hier die Backgating-Spannung von 0 V auf -10 V gepulst.

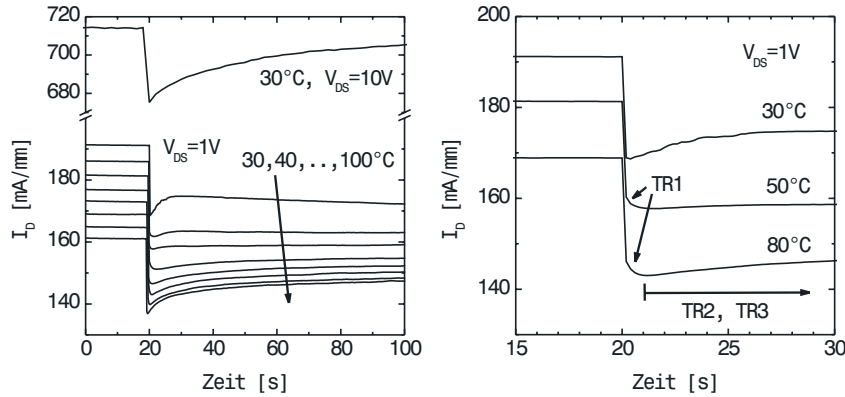


Abb. 6.10: Backgating Current DLTS an dotiertem HEMT auf Fo934. Links: Stromtransienten während der ersten 100 s für Temperaturen zwischen 30°C und 100°C . Rechts: Vergrößerter Ausschnitt für die ersten Sekunden, wobei die Bereiche der drei Traps angezeigt sind.

Im oberen rechten Teil der Abb. 6.10 ist eine Stromtransiente bei einer Drainspannung $V_{DS} = 10\text{ V}$ und bei 30°C dargestellt. Wie bei Kuzmik et al. [kuz] gezeigt wurde, führt die erzeugte Gleichstromleistung bei diesen Spannungen zu einer Selbsterwärmung des Transistors von über 100°C . Um dies zu verhindern, wurden die Ströme unter den Spannungen $V_{DS} = 1\text{ V}$ und $V_{GS} = 0\text{ V}$ gemessen. Im unteren Teil der Abbildung sind dann wieder einige Transienten beispielhaft gezeigt.

An den vergrößerten Ausschnitten (Abb. 6.10 rechts) sieht man, dass die Ströme bei Temperaturen unterhalb von 50°C in den ersten Sekunden nach Anlegen der Backgating-Spannung sehr schnell abfallen. Danach folgen ein Anstieg und ein langsamer Abfall. Dies deutet wiederum darauf hin, dass mehrere Traps zu den Relaxationsprozessen beitragen. Da allerdings das Verhalten für die Messungen unterhalb von 50°C zum Anfitzen zu komplex ist, konnten die Auswertungen nur für die Messungen zwischen 50°C und 100°C durchgeführt werden. Somit konnte der Beitrag des sehr langsamen Abfallens nicht berücksichtigt werden.

Der Minoritätstrap TR1 wird also dem ersten schnellen Abfall zugeordnet. Da der anschließende Anstieg sich nur mit einer Summe von zwei exponentiellen Funktionen anfitzen lässt, erhält man hierfür zwei Zeitkonstanten (TR2 und TR3). Die entsprechenden Bereiche für TR1, TR2 und TR3 sind in der Abb. 6.10 gezeigt.

Aus den Arrhenius-Diagrammen ergibt sich dann für das Minoritätstrap eine Aktivierungsenergie von $370 \pm 30\text{ meV}$. Die Aktivierungsenergien der Majoritätstraps

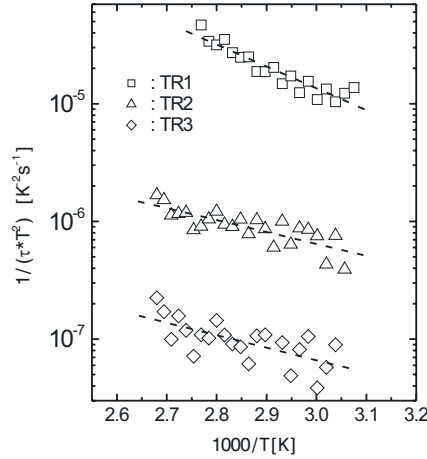


Abb. 6.11: Arrhenius-Plot mit den Fittings von den Traps in Fo934.

betragen $200 \pm 30 \text{ meV}$ und $210 \pm 50 \text{ meV}$. Die nahezu identischen Aktivierungsenergien lassen darauf schließen, dass es sich bei den Löchertraps um gekoppelte Zustände bzw. um einen einzelnen Zustand mit einem nicht-exponentiellen Verhalten handelt. Von einem solchen gestreckten (*stretched*) exponentiellen Verhalten von Transienten bei AlGaIn/GaN-HEMTs wurde bereits in [vet2] berichtet und darauf zurückgeführt, dass die treibende Kraft, die den Relaxationsprozess verursacht, abnimmt.

Der Ursprung des **Majoritätstraps** mit der Energie $E_V + 0,2 \text{ eV}$ wurde schon von H.K. Cho et al. untersucht [cho]. Diese Gruppe hat nämlich DLTS-Messungen an Schottky-Dioden auf p-n-Heterostrukturen durchgeführt. Die Proben bestanden je aus einer $0,4 \mu\text{m}$ dicken dotierten AlGaIn-Schicht mit unterschiedlichen Mg-Konzentrationen auf einer $1,5 \mu\text{m}$ dicken undotierten GaN-Schicht. Anhand von DLTS-Spektren, die bei verschiedenen Sperrspannungen aufgenommen wurden, wurde gezeigt, dass es sich bei diesem Löchertrap um einen Zustand an der Grenzfläche AlGaIn/GaN handelt. Mit steigender Sperrspannung verschieben Effekte wie Feld-unterstützte Emissionsprozesse die Position des Peaks im DLTS-Spektrum und verringert so die Aktivierungsenergie. Cho führte dies auf den Poole-Frenkel-Effekt, bei dem ein elektrisches Feld die Barrierenhöhe des elektrostatischen Bindungspotentials für thermische Emission reduziert, zurück. Der Umstand, dass beim Backgating Current DLTS an AlGaIn/GaN-HEMTs ebenfalls Grenzflächenzustände vorhanden sind und umgeladen werden können, deutet stark darauf hin, es sich hier um die gleichen Zustände handelt.

Im Energiebereich von $E_L - 0,40 \text{ eV}$ wurde von Auret et al. [aur1] ein **Minoritätstrap** nachgewiesen. Die DLTS-Messungen wurden an Au-Schottky-Kontakten

auf n-GaN durchgeführt. Allerdings konnte kein eindeutiger Ursprung festgestellt werden.

Kapitel 7

Pulsmessungen

Wie bereits in Kap. 4.3.3 erläutert wurde, sind Pulsmessungen dazu geeignet, den Einfluss des gate lags auf die Ausgangskennlinien eines HEMTs zu untersuchen. Nach einer kurzen Darstellung des Messprinzips (Kap. 7.1) werden in Kap. 7.2 die Ergebnisse für Einzelpuls-Messungen und gepulste IV-Kennlinien an dotierten und undotierten HEMTs präsentiert.

7.1 Messprinzip

Beim Betrieb eines HEMTs führt die abrupte Änderung (das Pulsen) der Gatespannung zu einer verzögerten Antwort des Drainstroms (s. Abb. 4.6). Diesen Effekt, den man als gate lag bezeichnet, gilt es nun mittels Pulsmessungen zu untersuchen. Das Messprinzip der Pulsmessungen wird in der Abb. 7.1 veranschaulicht.

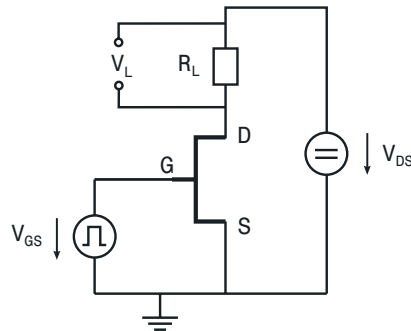


Abb. 7.1: Schematische Darstellung der Messschaltung für die Pulsmessungen.

Die Gleichstrom-Drainspannung V_{DS} wurde mit der Spannungsquelle *HP 4142B Modular DC Source/Monitor* und die gepulste Gatespannung V_{GS} mit einem *HP 8116A Pulse/Function Generator 50MHz* angelegt. Für die folgenden Messungen wurden mit dem Pulsgenerator Rechteckpulse bei Frequenzen zwischen 10 Hz und 100 kHz erzeugt. Die Spannung V_L , die über dem Lastwiderstand R_L abfiel, wur-

de dann mit einem *Agilent 54616B Oscilloscope 500MHz* gemessen und somit der Drainstrom bestimmt.

7.2 Ergebnisse

Ziel dieser Messungen war es den Einfluss von der Passivierung der Transistoren auf das Verhalten der Pulsmessungen zu untersuchen. So wurden zum einen Einzelpulse bei unterschiedlichen Frequenzen gemessen und zum anderen gepulste IV-Kennlinien aufgenommen. Untersucht wurden folgende Proben (auf Silicium-Substrat): undotierte HEMTs (AIX1444) mit SiO_2 - und mit Si_xN_y -Passivierung und dotierte HEMTs (AIX1450) mit Si_xN_y -Passivierung.

Betrachten wir zuerst die entsprechenden statischen Transferkennlinien für Linear-HEMTs mit einem Drain-Source-Abstand von $3\,\mu\text{m}$, einer Gatelänge von $0,3\,\mu\text{m}$ und einer Gateweite von $100\,\mu\text{m}$ (Abb. 7.2).

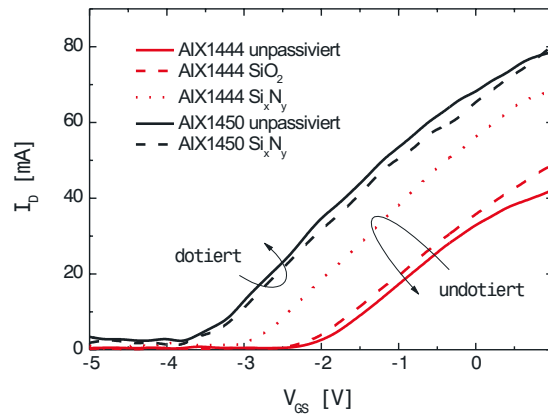


Abb. 7.2: Transferkennlinien der unpassivierten und passivierten HEMTs der Proben AIX1444 und AIX1450.

Für die dotierte Schicht sind sowohl der Drainstrom als auch die Schwellenspannung vor und nach der Passivierung mit Si_xN_y nahezu identisch. Dies weist darauf hin, dass im Kanal unterhalb des Gates keine Veränderung stattfindet, sondern ausschließlich im Bereich zwischen Gate und Drain bzw. zwischen Gate und Source. Die HEMTs der undotierten Probe weisen allerdings ein unterschiedliches Verhalten auf. Obwohl bei der Passivierung mit einer SiO_2 -Schicht nur eine leichte Verkleinerung von V_{th} bewirkt, kommt es bei den mit Si_xN_y passivierten Transistoren zu einer deutlichen Verschiebung von V_{th} zu niedrigeren Spannungen hin. Folglich müssen

die Effekte, die durch die Passivierung induziert werden, bis unter das Gate reichen. Dies kann so interpretiert werden, dass bei der dotierten HEMT-Struktur die carrier supply-Schicht die Oberfläche vom Kanal abschirmt. Die Veränderung der Oberfläche kann bei dotierten HEMTs den Kanal unter dem Gate weniger bzw. kaum beeinflussen.

7.2.1 Einzelpuls-Messungen

Bei den Einzelpuls-Messungen wird bei einer konstanten Drainspannung $V_{DS} = 10\text{ V}$ die Gatespannung gepulst und die Antwort des Drainstroms gemessen. Dabei wird V_{GS} von einer Spannung, die um ein Volt niedriger ist als die Schwellenspannung, auf 1 V geschaltet. Die niedrige Gatespannung ist so gewählt, um sicher zu stellen, dass sich der Transistor bei der „Kanal geschlossen“-Phase im pinch-off-Bereich befindet und dass der HEMT als „kalt“ betrachtet werden kann [hua].

Für die **dotierten HEMTs** erhält man dann folgende Ergebnisse (Abb. 7.3). Es wurden Messungen bei Frequenzen zwischen 10 Hz und 100 kHz durchgeführt. Dies entspricht Pulsen mit einer Periode von 100 ms bis 10 μs . Um die Pulsverläufe vergleichen zu können, wurden in der Zeitachse jeweils zwei Perioden aufgetragen. Für die einzelnen Kurven muss die im Graphen angegebene Periodendauer berücksichtigt werden.

Bei der dotierten HEMT-Struktur weisen die unpassivierte und die passivierte Probe in dem untersuchten Frequenzbereich keine substantiellen Unterschiede auf. Der Einfluss der Passivierung auf den gepulsten Drainstrom ist also eher gering, d. h. der Effekt der Umbesetzung von Oberflächenzuständen kommt bei dotierten HEMT nicht zum Tragen.

Für die **undotierten HEMTs** zeigt sich allerdings ein anderes Bild. In der Abb. 7.4 oben sind die Messungen an unpassivierten Transistoren gezeigt. Je höher die Pulsfrequenzen werden, desto niedriger ist der Drainstrom. Die halbe Periodendauer reicht nicht aus, dass getrappte Ladungsträger (sowohl im Puffer als auch an der Oberfläche) nach dem Spannungspuls in ein Gleichgewicht gelangen. Bei der Passivierung hängt das Pulsverhalten der HEMTs stark von der Art der Passivierungsschicht ab. So bewirkt die SiO_2 -Schicht (Abb. 7.4 Mitte), dass der Drainstrom bei sehr niedrigen Frequenzen höher wird als für die unpassivierten Strukturen. Außerdem steigt der Strom sofort nach dem Puls stärker an, um dann sein Maximum zu erreichen. Wesentlich dramatischer ist das Verhalten bei Pulsmessungen an Si_xN_y -passivierten Transistoren (Abb. 7.4 unten). Der maximale Drainstrom bei 10 Hz steigt von ca. 42 mA (unpassiviert) auf ca. 78 mA an. Durch die Passivierung ist der gate lag zum größten Teil unterdrückt und man sieht in dem ganzen Frequenzbereich fast keine Verzögerung des Drainstromes mehr.

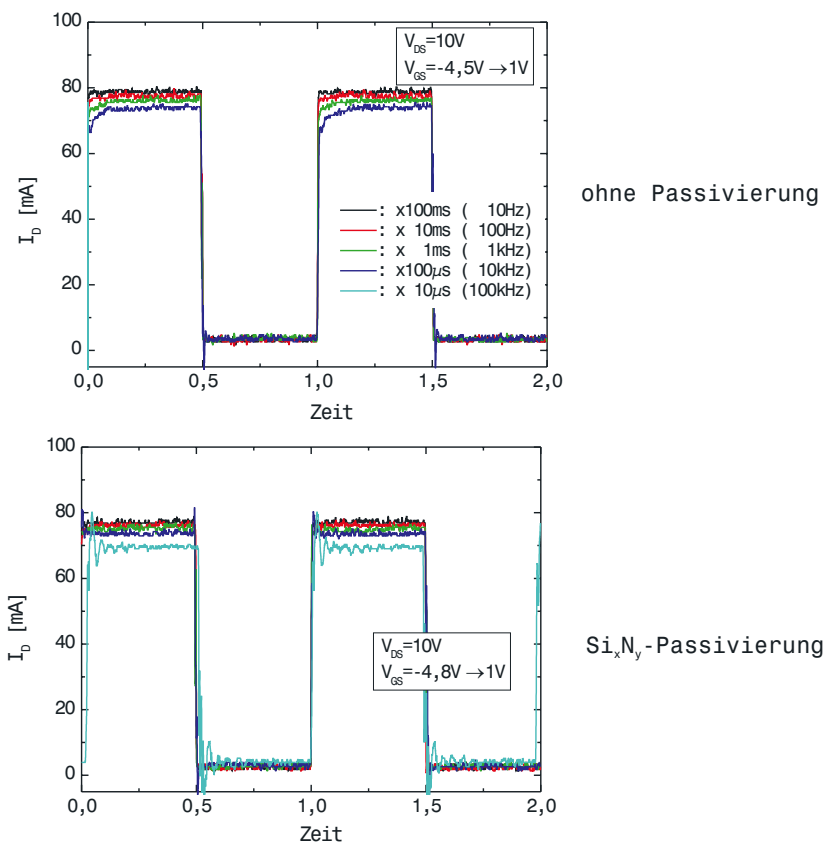


Abb. 7.3: Einzelpuls-Messungen an der dotierten HEMT-Struktur (AIX1450). Oben: unpassiviert. Unten: Si_3N_4 -Passivierung.

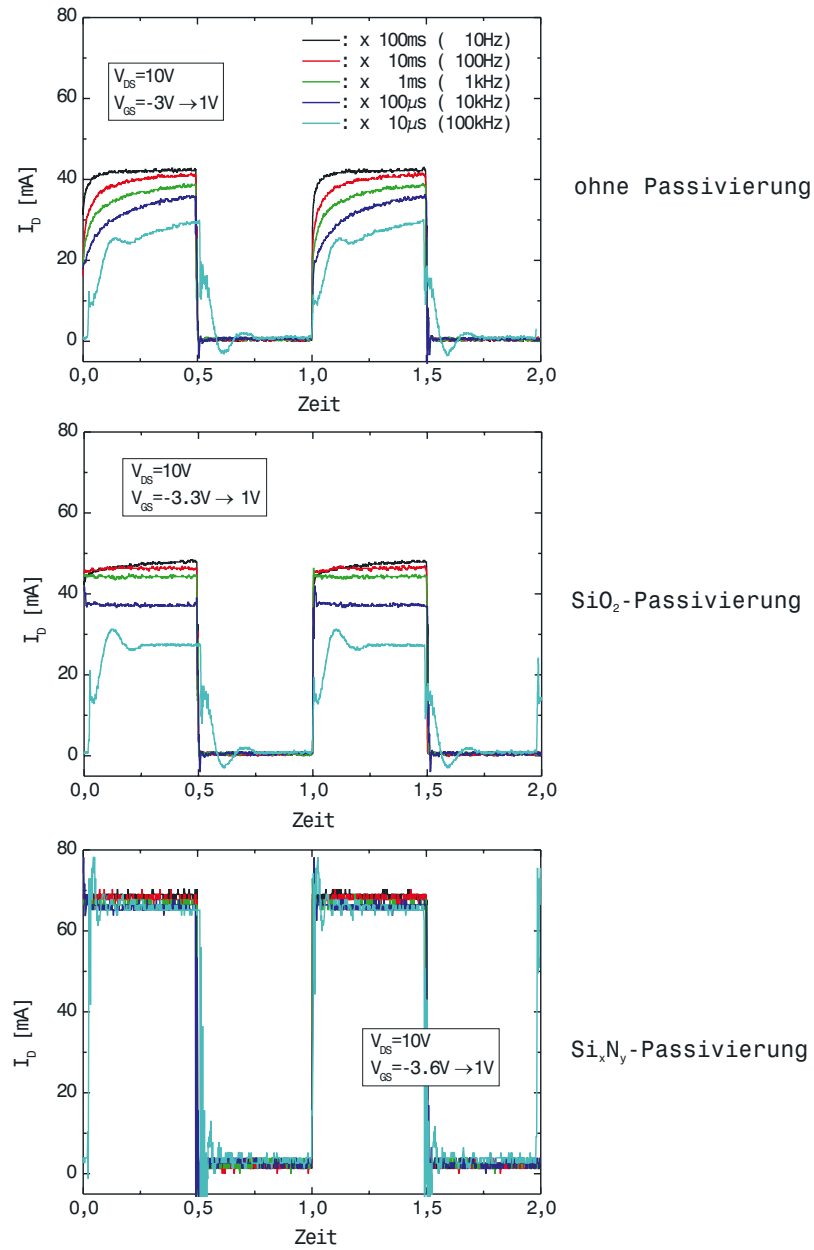


Abb. 7.4: Einzelpuls-Messungen an der undotierten HEMT-Struktur (AIX1444). Oben: unpassiviert. Mitte: SiO₂-Passivierung. Unten: Si₃N₄-Passivierung.

7.2.2 Gepulste IV-Kennlinien

Die gepulsten IV-Kennlinien werden in der Literatur herangezogen, um den gate lag von GaN-basierenden Transistoren nachzuweisen [lu], [luo]. Für unsere Messungen wurden dazu Einzelpulsmessungen für Drainspannungen $V_{DS} = 0 - 10 \text{ V}$ durchgeführt, wobei die Gatespannung vom pinch-off-Zustand auf 1 V (1. Messung) bzw. -1 V (2. Messung) geschaltet wurde. Für den Drainstrom wurde dann der jeweilige Wert, der bei 40 % der Periode gemessen wurde, für die Kennlinien genommen. Wie man in der Abb. 7.3 unten und in Abb. 7.4 erkennt, schwingt der Strom nämlich im Anfangsbereich der Periode besonders bei hohen Frequenzen. Bei 40 % der Periode ist sicher gestellt, dass das durch den Messplatz verursachte Schwingen ausgeklungen ist.

Die gepulsten Kennlinien der **dotierten HEMT-Schicht** sind in der Abb. 7.5 dargestellt. Links sind die Messungen bei $V_{GS} = 1 \text{ V}$ und rechts jene bei $V_{GS} = -1 \text{ V}$ abgebildet. Die durchgezogene Linie zeigt die Gleichstromkennlinie. Wiederum verhalten sich die HEMTs ähnlich, unabhängig davon ob nun eine Passivierungsschicht aufgebracht wurde oder nicht. Für beide Fälle gilt, dass der gate lag einen größeren Einfluss bekommt, je höher die Pulsfrequenz wird.

Die **undotierte Schicht** weist hingegen stark unterschiedliches Verhalten für die drei Fälle auf (Abb. 7.6). Für die unpassivierten HEMTs ist der gate lag sowohl im linearen Bereich als auch im Sättigungsbereich besonders stark für Frequenzen, die größer als 1 kHz sind.

Betrachten wir nun die gepulsten Kennlinien nach SiO_2 -Passivierung (Mitte). Obwohl der gleichstrommäßig gemessene Drainstrom etwas angestiegen ist, kommt es für den gesamten Frequenzbereich zu einem dramatischen Einbruch bei der Drainspannung V_{DS} von ca. 4 V . So scheint die SiO_2 -Passivierung einen positiven Effekt auf die Oberflächenzustände zu haben. Diese Verbesserung „erkauft“ man sich allerdings dadurch, dass neue Traps, sei es an der Grenzfläche Dielektrikum-AlGaIn, sei es im Dielektrikum selbst oder an seiner Oberfläche, entstehen. Diese Feststellung deckt sich mit den Ergebnissen des Backgating Current DLTS (Kap. 6.5.1).

Wie nach den Einzelpulsmessungen zu erwarten ist, führt die Passivierung mit einer Si_xN_y -Schicht zu einer deutlichen Verbesserung der statischen und gepulsten IV-Kennlinien. (Abb. 7.6 unten). Die maximalen Drainströme sind stark angestiegen und der gate lag ist für alle Frequenzen zu einem sehr großen Teil unterdrückt. Da sich die Schwellenspannung durch die Passivierung verkleinert hat (s. Abb. 7.2), lässt sich dieses Verhalten nicht ausschließlich durch die Passivierung von Oberflächenzuständen begründen. So muss es ebenfalls einer Veränderung im Kanal unter dem Gatemetall gekommen sein. Um diese Frage jedoch endgültig zu klären, ist es notwendig HEMTs mit breiteren Gates zu untersuchen.

Wie lässt sich nun erklären, dass die gleiche Si_xN_y -Passivierung für die undotierte Struktur eine erhebliche Verbesserung der Ausgangskennlinien zur Folge hat und für die dotierte HEMT-Struktur nahezu keinen Einfluss hat? Da sich beide Schichten nur durch das carrier supply layer unterscheiden, muss diese der entscheidende Parameter sein. Da das carrier supply layer den Einfluss der Oberflächentraps wahrscheinlich abschirmt, ist es bei undotierten HEMTs auf Silicium-Substrat also umso

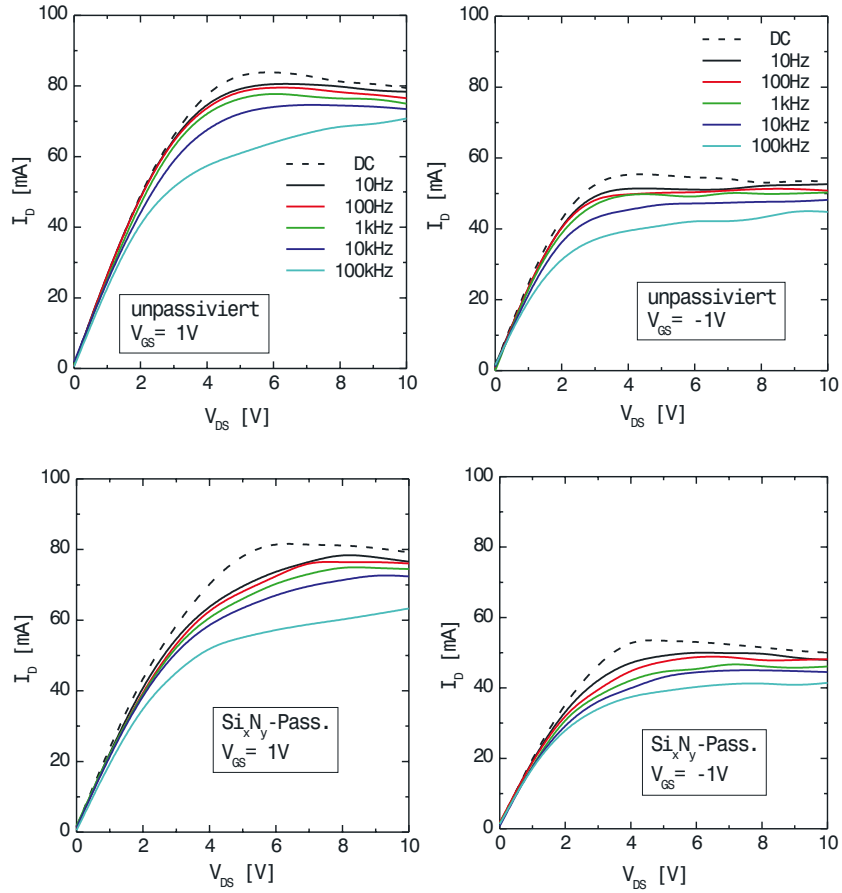


Abb. 7.5: Gepulste IV-Kennlinien von der dotierten HEMT-Struktur (AIX1450) für zwei Gatespannungen. Oben: nicht passiviert. Unten: Si_xN_y -Passivierung.

wichtiger, dass die Qualität der Passivierungsschicht so hoch ist, dass sie keine neuen Trapping-Effekte induziert.

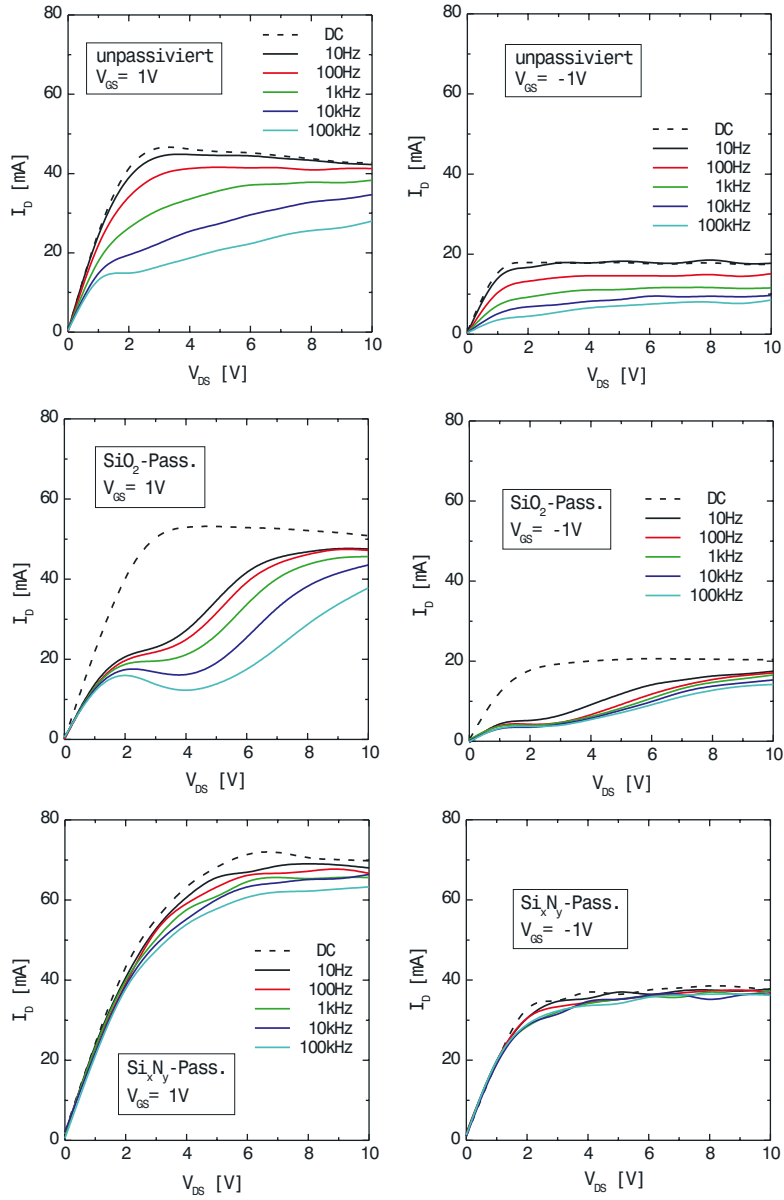


Abb. 7.6: Gepulste IV-Kennlinien von der undotierten HEMT-Struktur (AIX1444) für zwei Gatespannungen. Oben: unpassiviert. Mitte: SiO_2 -Passivierung. Unten: Si_3N_4 -Passivierung.

Kapitel 8

Admittanzspektroskopie

Die Admittanzspektroskopie ist eine weitere Methode zur Untersuchung von elektrisch aktiven Zentren in Halbleiterschichten. So dient sie in unserem Fall dazu, den Einfluss von Traps im GaN-Puffer von AlGaIn/GaN-HEMT-Schichten direkt zu messen. In Kap. 8.1 wird zuerst die Phänomenologie vom transienten Stromverhalten zwischen ohmschen Kontakten auf GaN beschrieben. Nach einer kurzen Beschreibung der Impedanz und der Admittanz (Kap. 8.2) sowie des Prinzips der Admittanzspektroskopie (Kap. 8.3) wird der systemtheoretische Ansatz (Kap. 8.4) zur Durchführung und Auswertung der Messungen gezeigt.

8.1 Phänomenologie

Als weitere Auswirkung von Trapping-Effekten in GaN-basierenden Bauelementen wurde ein transientes Verhalten des Stroms zwischen TLM-Kontakten beim Anlegen einer Spannung beobachtet. Betrachten wir deshalb prinzipiell Strommessungen zwischen zwei ohmschen Elektroden auf einer Halbleiterschicht, die Störstellen enthält. Die Abb. 8.1 zeigt einen typischen zeitlichen Stromverlauf nach dem Anlegen einer positiven Spannung zum Zeitpunkt t_0 . Der Strom steigt zuerst sprunghaft an und steigt dann entweder an (Fall 1) oder fällt ab (Fall 2).

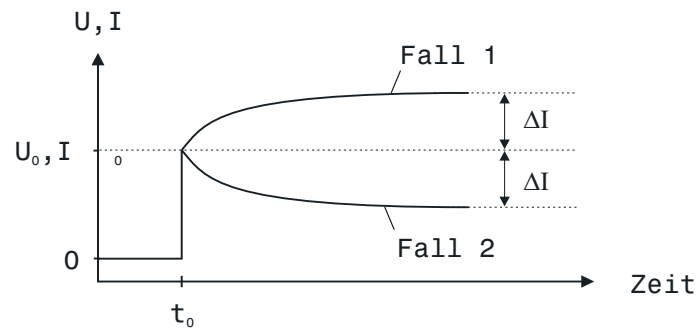


Abb. 8.1: Transiente des Messsignals beim Anlegen eines Spannungssprungs.

Die Ursache dieser gemessenen Transienten liegt in Trap-Effekten und die Transienten können je nach Art des Traps positiv (Fall 1) oder negativ (Fall 2) sein. Dieser Verlauf entspricht dem Verhalten eines RC- oder RL-Gliedes. Der Einfluss der Traps auf das elektrische Verhalten kann also durch ein Ersatzschaltbild mit Induktivitäten und Kapazitäten beschrieben werden, obwohl natürlich keine wirklichen Kapazitäten oder Induktivitäten vorhanden sind. Im folgenden werden diese Ersatzschaltbildelemente messtechnisch bestimmt, und aus diesen Werten werden die Eigenschaften der zugrunde liegenden Störstellen bestimmt.

8.2 Impedanz und Admittanz

Die Messung der Impedanz bzw. die Admittanz ist ein wichtiges Verfahren zur Charakterisierung von Bauelementen und deren Materialien. Die Impedanz Z ist definiert als der komplexe Gesamtwidestand, den ein Bauelement oder ein Schaltkreis einem Wechselstrom mit gegebener Kreisfrequenz ω entgegensetzt. Bei der Admittanz Y handelt es sich lediglich um den Kehrwert der Impedanz. Die Admittanz setzt sich zusammen aus dem Realteil G (Leitwert oder Konduktanz) und dem Imaginärteil B (Suszeptanz):

$$Y(\omega) = G(\omega) + iB(\omega) \quad (8.1)$$

mit

$$B(\omega) = \omega C \text{ oder } B(\omega) = -\frac{1}{\omega L}. \quad (8.2)$$

bei einer Parallelschaltung von einem Widerstand und einer Kapazität C bzw. einer Induktivität L .

Die Impedanz besteht entsprechend aus der Resistanz R (ohmscher Widerstand) und der Reaktanz X (Kapazität od. Induktivität)

$$Z(\omega) = R(\omega) + iX(\omega) \quad (8.3)$$

mit

$$X(\omega) = \omega L \text{ bzw. } X(\omega) = -\frac{1}{\omega C} \quad (8.4)$$

bei einer Serienschaltung von einem Widerstand und einer Induktivität L bzw. einer Kapazität C .

8.3 Admittanzspektroskopie

Bei der Admittanzspektroskopie macht man sich nun zunutze, dass B und G bei der Präsenz von Traps in Halbleiterbauelementen ein charakteristisches Spektrum über die Frequenz ω aufweisen. Die Admittanzspektroskopie ist eine Methode zur

Untersuchung von Grenzflächenzuständen [kri] und Volumendefekten [evw]. Sie unterscheidet sich von anderen Nachweisverfahren dadurch, dass die Probe nicht extern so wie z. B. optisch bei der Photoionisationsspektroskopie angeregt wird, sondern eine angelegte Meßwechselspannung selbst ist die Ursache der Störstellenumladung. Es wird also die Wechselstromleitfähigkeit eines Systems gemessen.

Für diese Messungen legt man an zwei Kontakte eine Basisspannung V_D an, über die eine Wechselspannung $\tilde{V}$ der Kreisfrequenz ω und mit einer kleinen Amplitude V_0 gelegt wird. Infolge des Wechselspannungssignals wird die Position des Fermi-niveaus mit der Frequenz ω periodisch moduliert. Dies führt dann zu einer periodischen Veränderung der Besetzung vorhandener tiefer Störstellen, die in der Nähe des Fermi-Niveaus liegen. Um den Einfluss dieser Traps auf das gemessene Signal zu beschreiben, bedienen wir uns eines Ansatzes aus der Systemtheorie. Es gilt nämlich eine äquivalente Beschreibung des elektrischen Verhaltens, welche sich durch die Antwort eines Systems auf einen Spannungssprung erzielen läßt, zu finden.

8.4 Systemtheoretischer Ansatz

Das Ersatzschaltbild für zwei ohmsche Kontakte auf einer GaN-Schicht ist in Abb. 8.2 dargestellt. Wenn die GaN-Schicht keine Störstellen enthielte, könnte diese durch den Gleichstrom-Leitwert G_{DC} und der parallelen Kapazität C_{par} beschrieben werden. C_{par} entspricht der Kapazität der Kontakt-Elektroden auf dem Dielektrikum. Der Einfluss der Traps im Buffer liefert zusätzliche RL- oder RC-Glieder, die parallel geschaltet sind. Diese RL- und RC-Glieder dienen nur zur Beschreibung des Einflusses der Traps. Es sind keine realen Bauteile.

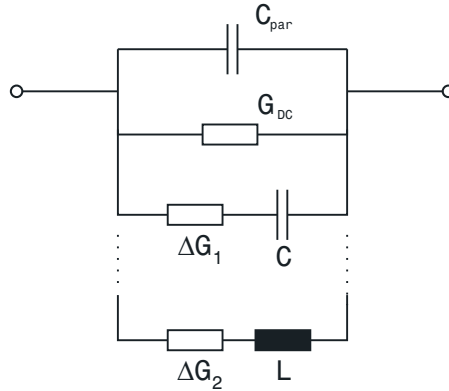


Abb. 8.2: Ersatzschaltbild für die Admittanzspektroskopie.

Das Ziel ist die Bestimmung des Ersatzschaltbildes, welches die in Abb. 8.1 gezeigte Sprungantwort sowie dessen Beschreibung im Frequenzbereich ($Y=Y(\omega)$) wiedergibt. Zu diesem Zweck betrachten wir die Systemtheorie, bei der einem idealisierten Eingangssignal $s(t)$ ein ebenfalls idealisiertes Ausgangssignal $a(t)$ zugeordnet

wird [luek]. Nach dieser Theorie soll $a(t)$ dabei $s(t)$ mathematisch eindeutig zugeordnet werden, ohne Rücksicht auf die physikalische Realisierbarkeit. Die Verknüpfung von der Reaktion $a(t)$ mit seiner Stoßantwort $h(t)$ und dem Eingangssignal $s(t)$ ist dargestellt in Abb. 8.3 und wird beschrieben durch das Faltungsprodukt.

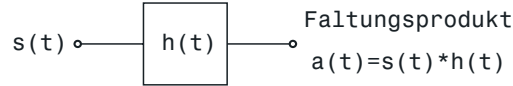


Abb. 8.3: Blockschaltbild mit dem entsprechenden Faltungsprodukt.

Unter der Annahme, dass es sich bei $s(t)$ um eine Sprung-Funktion handelt, werden für unsere Anwendung im Zeitbereich folgende Funktionen zugeordnet:

$$s(t) = U_0 \cdot \epsilon(t) \quad (\epsilon : \text{Sprungfunktion}) \quad (8.5)$$

$$h(t) : \text{das gesuchte System} \quad (8.6)$$

$$a(t) = \left[(I_0 - \Delta I) + \Delta I \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \right] \cdot \epsilon(t) \quad (8.7)$$

Für Gl. 8.7 wurde die Ersatzschaltung mit einer Kapazität angenommen. Die Berechnung erfolgt analog für die Ersatz-Induktivität. Sodann erhalten wir mittels Fourier-Transformation das Eingangssignal $S(\omega)$ im Frequenzbereich:

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \cdot \exp(-i\omega t) dt \quad (8.8)$$

Analog dazu wird $h(t)$ zu $H(\omega)$ und $a(t)$ zu $A(\omega)$ Fourier-transformiert. Mit den Fourier-Transformierten, die auch Fourier-Spektren genannt werden, ist es dann möglich die Eigenschaften des Stoßsignals zu beschreiben, da im Frequenzbereich $A(\omega) = S(\omega) \cdot H(\omega)$ gilt. Die komplexe Admittanz errechnet sich dann aus:

$$Y(\omega) = H(\omega) = \frac{A(\omega)}{S(\omega)} \quad (8.9)$$

wobei nach [luek] für die Fourier-Transformierten folgende Ausdrücke gelten:

$$S(\omega) = U_0 \cdot \left(\frac{1}{2} \delta(\omega) - i \frac{1}{\omega} \right) \quad (8.10)$$

$$A(\omega) = (I_0 - \Delta I) \cdot \left(\frac{1}{2} \delta(\omega) - i \frac{1}{\omega} \right) + \Delta I \cdot \frac{\tau}{1 + i\omega\tau} \quad (8.11)$$

Wir erhalten also:

$$Y(\omega) = \frac{(I_0 - \Delta I) \cdot \left(\frac{1}{2} \delta(\omega) - i \frac{1}{\omega} \right) + \Delta I \cdot \frac{\tau}{1 + i\omega\tau}}{U_0 \cdot \left(\frac{1}{2} \delta(\omega) - i \frac{1}{\omega} \right)} \quad (8.12)$$

Für $\omega = 0$ gilt die Randbedingung $Y(0) = G_{DC}$. In der Gl. 8.12 ist für $\omega = 0$ der zweite Term im Zähler vernachlässigbar, da der erste Term gegen unendlich strebt. Daher gilt:

$$Y(0) = \frac{(I_0 - \Delta I) \cdot \left(\frac{1}{2}\delta(\omega) - i\frac{1}{\omega}\right)}{U_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\delta(\omega) - i\frac{1}{\omega}\right)} = \frac{I_0 - \Delta I}{U_0} = \frac{I_\infty}{U_0} = G_{DC} \quad (8.13)$$

Für $\omega > 0$ fällt der Dirac-Stoß weg, und es gilt:

$$Y(\omega) = \frac{(I_0 - \Delta I) \cdot \left(-i\frac{1}{\omega}\right) + \Delta I \cdot \frac{\tau}{1 + i\omega\tau}}{U_0 \cdot \left(-i\frac{1}{\omega}\right)} \quad (8.14)$$

$$= G_{DC} + \underbrace{\frac{\Delta I}{U_0}}_{\Delta G} \cdot \frac{i\omega\tau}{1 + i\omega\tau} + i\omega C_{par} \quad (8.15)$$

Nach der Auflösung von $Y(\omega)$ in einen reellen und einen imaginären Teil erhält man schlussendlich folgende Ausdrücke für die Konduktanz und die Suszeptanz:

$$G(\omega) = \text{Re}\{Y\} = G_{DC} + \Delta G \frac{(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (8.16)$$

$$B(\omega) = \text{Im}\{Y\} = \omega C_{par} + \Delta G \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (8.17)$$

Der frequenzmäßige Verlauf dieser Größen ist in Abb. 8.4 beispielhaft dargestellt. Unter Vernachlässigung von G_{DC} und C_{par} betrachten wir den Fall eines Traps mit der Zeitkonstante $\tau = 1$ ms und mit einer Leitwertänderung von $\Delta G = 1$ S. Die im Ersatzschaltbild von Abb. 8.2 gezeigte frequenzunabhängige Kapazität C ist gegeben durch den Zusammenhang eines Tiefpasses: $\tau = \Delta G \cdot C$.

Sei $\omega_0 = 1/\tau = 1$ kHz das Inverse der Zeitkonstante des Traps. Für den Fall, wo die Messfrequenz viel kleiner als ω_0 ist, so ist die Umladungszeit der Störstelle klein gegenüber der Periodendauer und die Störstellenbesetzung kann der Modulation des Fermi-Niveaus folgen. Die Kapazität, d. h. die Gesamtkonzentration ionisierter Störstellen, ist maximal und die Leitwertkomponente des Traps trägt nicht zum Gesamtleitwert bei. Für sehr hohe Frequenzen ($\omega \gg \omega_0$) kann die Störstelle dem Fermi-Niveau nicht mehr folgen und der Leitwert nimmt zu. In diesem Fall sinkt die Kapazität mit steigender Frequenz auf Null ab. Zwischen diesen beiden Extremfällen treten unterschiedliche Dispersionen für G und B auf. Mit zunehmender Frequenz stellt der Leitwert eine steigende (verschmierte) Stufenfunktion dar und die Suszeptanz weist ein Maximum auf. Bei ω_0 ist sowohl für G als auch für B eine charakteristische Frequenz, da hier der Wendepunkt der Stufenfunktion bzw. das Maximum des Peaks liegt.

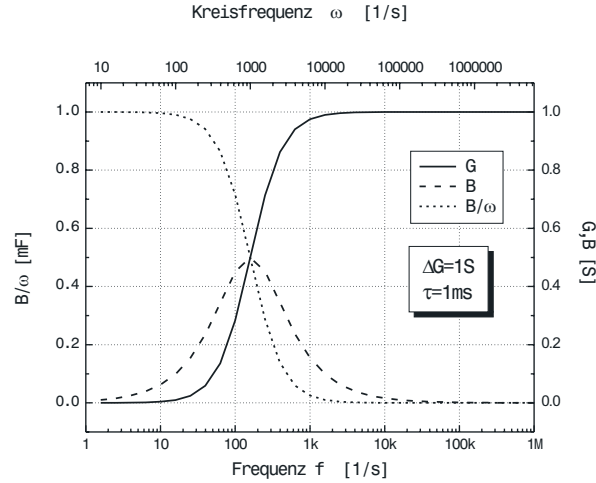


Abb. 8.4: Frequenzabhängiger Verlauf des Leitwerts und der Suszeptanz für den Fall einer Störstelle.

Der CV-Messplatz misst nun die komplexe Admittanz $Y(\omega)$ und die drei Konstanten G_{DC} , ΔG und τ können an die Messwerte angefittet werden. Wenn mehrere Traps beteiligt sind, summieren sich die Ausdrücke für die jeweiligen B und G und für jedes Trap werden die entsprechenden ΔG und τ angefittet. Analog zu den DLTS-Messungen werden die Admittanzmessungen bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt und somit die Emissionsraten der Defekte $e_n = 1/\tau$ ermittelt. Mittels der Arrhenius-Auftragung ist es dann möglich die thermische Aktivierungsenergie der Defekte zu bestimmen.

Die Gl. 8.7 beschreibt den Stromverlauf von „Fall 2“ in Abb. 8.1. Zur Berechnung von „Fall 1“ kann eine Serienschaltung mit einer Induktivität genutzt werden oder die Größe ΔI in Gl. 8.7 wird < 0 gewählt. Als mathematische Konsequenz erhält man dann auch negative Werte von ΔG und C , die Admittanz-Messung liefert dann eine negative Suszeptibilität.

Beide Betrachtungen sind gleichwertig, wobei die zweite jedoch die Fallunterscheidung in „Kapazität“ und „Induktivität“ unter der Einführung der gewöhnungsbedürftigen negativen Kapazität als Ersatzschaltbildelement vermeidet.

8.5 Messaufbau

Abb. 8.5 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Admittanzspektroskopie-Messplatzes. Als Impedanzmessbrücke wurde ein *Agilent 4294A Precision Impedance Analyzer* eingesetzt. Mittels eines Peltier-Elements, das durch einen Temperaturregler gesteu-

ert wurde, konnte die Temperatur zwischen 20°C und 100°C variiert werden. Die Messbrücke wurde mit *HP VEE Version 5.01* angesteuert und ausgelesen.

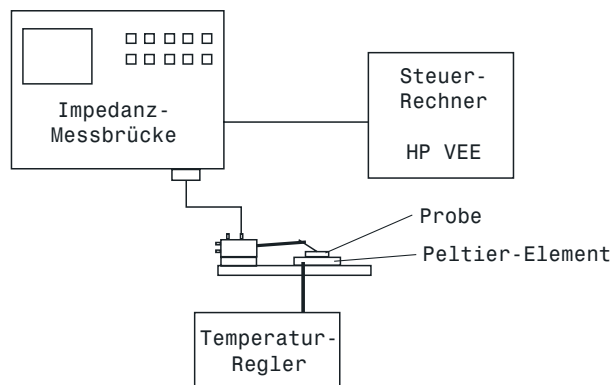


Abb. 8.5: Schematische Abbildung des Messaufbaus für die Admittanzspektroskopie.

Um einen Einfluss von parasitären Kapazitäten und Induktivitäten, die innerhalb des Messaufbaus vorhanden sind, zu verhindern, musste jeweils vor den Messungen eine Kalibration des Messplatzes durchgeführt werden. Die eingesetzte Messbrücke erlaubt drei unterschiedliche Kalibrationsmodi:

- **OPEN:** Die Messspitzen werden angehoben, sodass kein Kontakt besteht.
- **SHORT:** Die Spitzen werden über einen Gold-Kontakt kurzgeschlossen.
- **LOAD:** Es wird ein kalibrierter Widerstand (hier $50\ \Omega$) kontaktiert.

Alle Messungen werden bei einer Basisspannung $V_D = 0\text{ V}$ durchgeführt und die Amplitude der Wechselspannung beträgt $V_0 = 50\text{ mV}$.

8.6 Ergebnisse

Es wurden zwei Proben auf unterschiedlichen Substraten untersucht: eine dotierte HEMT-Schicht auf Silicium (F1450) und eine undotierte Schicht auf Siliciumkarbid (F1438). Als ohmsche Elektroden dienten quadratische TLM-Strukturen ($50 \times 50\ \mu\text{m}$). Da diese Strukturen in einem Bereich lagen, wo durch die Mesa-Ätzung bei der Herstellung der Transistoren die AlGaIn-Schicht entfernt wurde, befanden sie sich auf dem GaN-Puffer, der somit untersucht wurde. Durch das Einlegieren der Strukturen wurden ohmsche Kontakte auf dem GaN hergestellt.

Durch die Messung der frequenzabhängigen Admittanz können die Höhe der Ströme und insbesondere die Zeitkonstante der Stromtransienten bestimmt werden. In Abb. 8.6 sind beispielhaft Fittings im Bereich zwischen 40 Hz und 2 MHz dargestellt. Die durchgezogene bzw. gestrichelte Linie entspricht der angefitzten

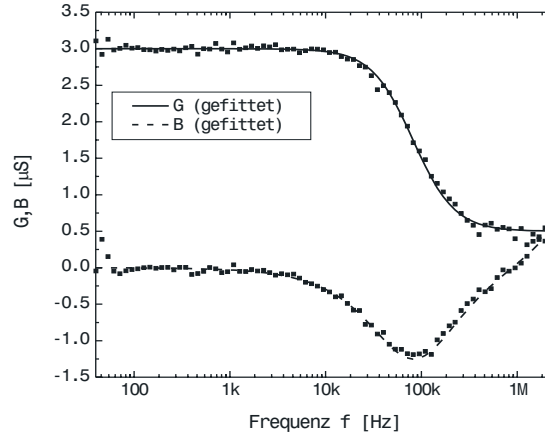


Abb. 8.6: Messung der Konduktanz und der Suszeptanz für den Frequenzbereich zwischen 40 Hz und 2 MHz bei 100°C (Probe F1450).

Konduktanz G bzw. der Suszeptanz B . Bei einer Frequenz um etwa 100 kHz fällt der Leitwert ab und die Suszeptanz weist hier ein Maximum auf. Dieses Verhalten entspricht also dem Fall 2 in Abb. 8.1.

Diese Messungen wurden nun bei Temperaturen zwischen 20°C und 100°C durchgeführt, wovon einige Messungen der Probe F1450 in der Abb. 8.7 gezeigt sind. Wie man gut erkennt, verschiebt sich der Umkehrpunkt von G und das Maximum von B mit steigender Temperatur (s. Pfeil) zu höheren Frequenzen hin. Die Messkurven bei der Probe F1438 sind ähnlich und werden deshalb nicht explizit gezeigt.

Des weiteren nimmt bei niedrigen Frequenzen ($100 \text{ Hz} < f < 10 \text{ kHz}$) die Konduktanz mit höheren Temperaturen zu. Wie sich aus der Gl. 8.16 ergibt, entspricht unter der Voraussetzung, dass nur ein Trap präsent ist, G dem aus den Admittanz-Messungen bestimmten Wert des Gleichstrom-Leitwerts G_{DC} .

Es wurde nun an denselben Strukturen ebenfalls der Leitwert mittels I(V)-Kennlinien bestimmt. Es sei darauf hingewiesen, dass in beiden Leitwerten (mittels Admittanz- und I(V)-Messungen) sowohl die Kontaktwiderstände als auch der Schichtwiderstand enthalten sind. Zum Vergleich sind die ermittelten Werte für verschiedene Temperaturen in Abb. 8.8 aufgetragen. Da die Ergebnisse mit beiden Methoden nahezu identisch sind, kann man darauf schließen, dass im GaN-Puffer neben dem gefundenen Trap keine weiteren Störstellen vorhanden sind, die im Frequenzbereich von 100 Hz bis 1 MHz und bei Temperaturen von 20°C-100°C auf diese Messmethoden empfindlich sind.

Aus den Fittings konnten die temperaturabhängigen Zeitkonstanten bzw. die Emissionsraten der Traps extrahiert werden und in einem Arrhenius-Plot aufgetragen werden (Abb. 8.9). Aus den Steigungen ergeben sich für beide Proben bandkan-

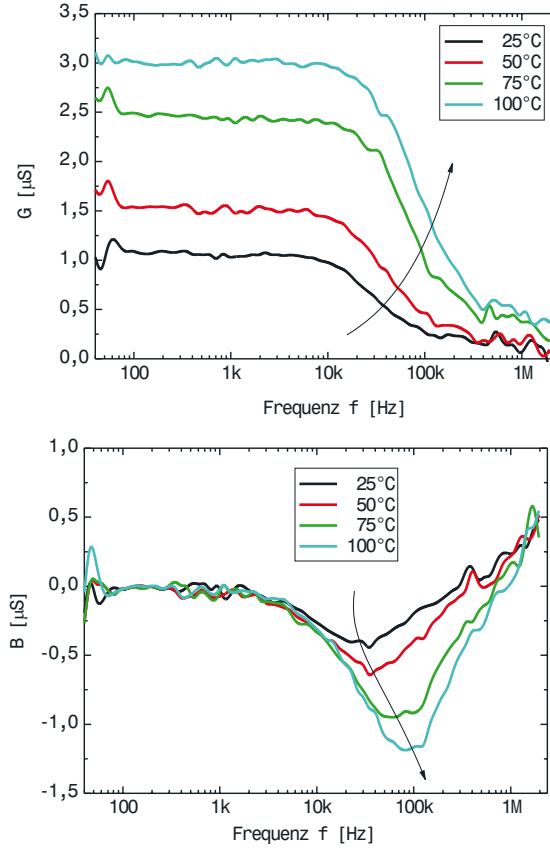


Abb. 8.7: Admittanzspektroskopie-Messungen an der Probe F1450 bei unterschiedlichen Temperaturen.

tennahe Störstellen.

Bei der GaN-Pufferschicht auf Silicium-Substrat beträgt die thermische Aktivierungsenergie des Traps $0,070 \pm 0,010$ eV und für die GaN-Schicht auf Siliciumkarbid-Substrat wurde eine Aktivierungsenergie von $0,073 \pm 0,006$ eV ermittelt. Man kann daraus folgern, dass es sich bei beiden Proben um den gleichen Trap handelt.

Wie schon in früheren Untersuchungen gezeigt wurde, können Traps in GaN durch Bestrahlung von Elektronen [loo], Protonen [aur2] oder He-Ionen [aur3] induziert werden. Insbesondere haben Look et al. GaN-Schichten, die auf Saphir gewachsen wurden, mit Elektronen (0,7-1 MeV) beschossen, um Stickstoff- und/oder Gallium-Fehlstellen zu produzieren. In der Tat konnte dann mit temperaturabhängi-

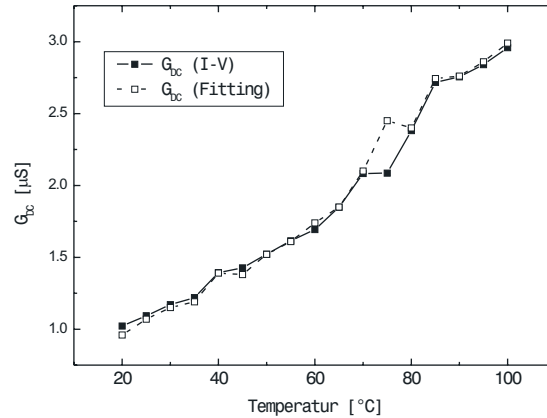


Abb. 8.8: Aus $I(V)$ -Messungen (durchgezogene Linie) und aus Admittanz-Messungen (gestrichelte Linie) ermittelter Leitwert G_{DC} der Probe F1450.

gen Hall-Messungen die thermische Aktivierungsenergie für eine durch Elektronen-Beschuss induzierte Stickstoff-Donator-Fehlstelle bei 0,07 eV bestimmt werden. Diese Erkenntnisse sprechen dafür, dass die in dieser Arbeit gefundenen Traps ebenfalls induziert wurden, durch die Beschädigung der Kristalloberfläche vom GaN. Da die TLM-Strukturen auf einer GaN-Schicht, bei der vorher durch eine Mesa-Ätzung die AlGaN-Schicht entfernt wurde, aufgebracht sind, kommt es durch den Sputterprozess sicherlich zu der Bildung von Defekten. Dieser Prozess ist selbstverständlich unabhängig vom Substrat und muss somit bei beiden Proben stattfinden.

Desweiteren wurde durch theoretische Berechnungen bereits 1994 von Neugebauer et al. [neu] vorhergesagt, dass eine donatorartige N-Fehlstelle die niedrigste Bildungsenergie in p-GaN hat, genau so wie eine akzeptorartige Ga-Fehlstelle die niedrigste Bildungsenergie in n-GaN hat. Wie in Kap. 6 bereits festgestellt wurde, haben unsere Proben, z.B. F1450, einen p-GaN-Puffer. Dies führt dann zu dem Resultat, dass es sich bei den Traps mit der Energie von $E_L = 0,7 \text{ eV}$ sehr wahrscheinlich um Stickstoff-Fehlstellen handelt, die durch den Sputterprozess der Mesa-Ätzung bedingt sind. Zusammenfassend kann man also feststellen, dass durch diese Ergebnisse unterstreichen, wie wichtig es ist, das Augenmerk auf Störstellen, die durch die Prozessierung von Bauelementen entstehen und zu einer Verschlechterung der Hochfrequenz- und Hochleistungstransistoren führen können, zu richten.

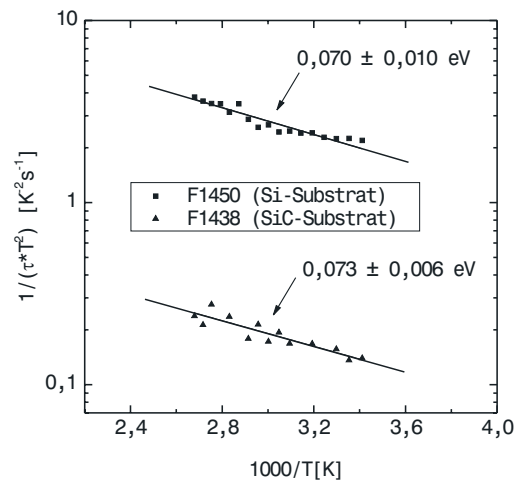


Abb. 8.9: Arrhenius-Plot von den beiden Proben F1450 und F1438.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Aufgrund der physikalischen Eigenschaften von GaN und dessen ternären Verbindungen erwartet man, für GaN-basierende Bauelemente neue Anwendungsgebiete erschließen zu können. Insbesondere der AlGaIn/GaN-*high electron mobility transistor* (HEMT) gilt als vielversprechender Kandidat für Transistoren, die bei hohen Temperaturen, bei hohen Frequenzen und bei hoher Leistung betrieben werden können. Da AlGaIn/GaN-HEMTs diese drei Eigenschaften in sich vereinigen, erschließen sie Anwendungsgebiete, die von Materialien wie z. B. InP (hohe Frequenzen, niedrigere Leistung) oder SiC (hohe Leistung, niedrigere Frequenzen) nicht ausgefüllt werden können. Allerdings sind zwei Umstände dafür verantwortlich, dass die Kommerzialisierung dieser Bauelemente nach der Demonstration der ersten funktionierenden HEMTs [kha] gebremst wurde. Auf der einen Seite gibt es bislang keine großflächigen Substrate aus GaN. Dies führt dazu, dass andere Substrate benutzt werden müssen und dass schon aufgrund der Fehlanpassung der Gitterkonstante und des Ausdehnungskoeffizienten Defekte entstehen. Diese bilden neben Verunreinigungen und Störstellen elektrisch aktive Zentren, welche die Eigenschaften der HEMTs beeinträchtigen. Auf der anderen Seite spielen auch die Oberflächenzustände vom GaN und vom AlGaIn beim Betrieb der HEMTs eine wichtige Rolle. Es sei darauf hingewiesen, dass die Störstellen in diesem Material sehr tief im verbotenen Band liegen können und die Emission von getrappten Ladungsträgern mit Zeitkonstanten, die von Millisekunden bis zu Tagen betragen, behaftet ist.

Ziel dieser Arbeit war es nun den Einfluss von diesen Zentren und den damit verbundenen Trapping-Effekten zu untersuchen, um zu verstehen, wie diese negativen Auswirkungen auf das Verhalten der Transistoren abgestellt werden können. Dazu wurden unterschiedliche Messverfahren, die direkt an AlGaIn/GaN-HEMTs auf verschiedenen Substraten angewandt wurden, entwickelt.

Mit der **Photoionisationsspektroskopie** (PIS) konnten Traps untersucht werden, die für den *Current Collapse* verantwortlich sind. Beim Current Collapse handelt es sich um einen Effekt, der beim Anlegen einer hohen Drain-Source-Spannung auftritt. Man geht davon aus, dass heiße Ladungsträger aus dem zweidimensionalen Elektronengas in benachbarte Regionen, die eine hohe Konzentration an Störstellen aufweisen, injiziert und dauerhaft gefangen werden. Die dadurch entstandenen Raumladungszonen führen zu einer Verkleinerung des Drainstroms. Bei der PIS

werden die getrappten Ladungsträger durch Einstrahlung von monochromatischem Licht wieder befreit, so dass der Drainstrom wieder ansteigt. Aus der spektralen Abhängigkeit der Absorption, die als „Fingerabdruck“ des Traps fungiert, konnte der Photoionisationsquerschnitt ermittelt werden. Mittels Fittings wurde schließlich die optische Aktivierungsenergie und die Halbwertsbreite der für den Current Collapse verantwortlichen Traps bestimmt.

Mit dieser Messmethode wurden für Transistoren auf Saphir-Substrat zwei Traps mit den Aktivierungsenergien von ca. 3,2 eV und von ca. 2,9 eV identifiziert. Im Vergleich mit Literaturwerten sind diese Störstellen mit großer Wahrscheinlichkeit auf Kohlenstoff-Zentren im GaN-Puffer zurückzuführen. Bei den Proben auf Si- und SiC-Substrat wurden neben den obigen Traps außerdem eine Störstelle bei ca. 2,1 eV gefunden, wobei aber bemerkt werden muss, dass die HEMTs auf SiC-Substrat einen wesentlich geringeren Current Collapse aufweisen. Dieser Trap kann einer Stickstoff-Fehlstelle im GaN zugeordnet werden. Die Existenz aller Traps weist darauf hin, dass eine weitere Optimierung der Epitaxie notwendig ist. Weder die Präsenz einer dotierten AlGaIn-Schicht noch der Umstand, ob auf die Oberfläche eine Passivierungsschicht aufgebracht wurde, hatten einen Einfluss auf die Photoionisationsspektren. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass weder Traps in der AlGaIn-Schicht noch an seiner Oberfläche maßgeblich für den Current Collapse verantwortlich sind.

Des weiteren wurden unterschiedliche Schichtstrukturen auf Saphir-Substrat miteinander verglichen. Obwohl nach den Hall-Effekt-Messungen alle Schichten eine ähnliche Beweglichkeit und eine ähnliche Ladungsträgerkonzentration im Kanal aufweisen, variieren die maximalen Drainströme und die Steilheiten der HEMTs sehr stark. Die PIS-Messungen haben ergeben, dass bei den HEMTs mit dem höchsten bzw. niedrigsten Drainstrom auch die größte bzw. kleinste Konzentration an Traps am Current Collapse beteiligt ist. Da eine direkte Korrelation zwischen den Gleichstrom-Eigenschaften von HEMTs und den Photoionisationsspektren nachgewiesen werden konnte, ist die PIS also eine vielversprechende Methode, um Trap-Untersuchungen an HEMTs durchzuführen.

Schließlich konnte auch gezeigt werden, dass stress-induzierter, d. h. durch mehrstündigen Betrieb des Transistors bei niedrigem Drainstrom induzierter, Current Collapse zusätzliche Traps sowohl im Puffer als auch in einer Passivierungsschicht aktivieren kann.

Backgating Current Deep Level Transient Spectroscopy (BC-DLTS) kann prinzipiell nur an AlGaIn/GaN-Schichten, die auf nicht-isolierendem Substrat gewachsen wurden, durchgeführt werden. Es handelt sich dabei um ein mit klassischer DLTS verwandtes Messverfahren, bei dem eine Steuerspannung am Substrat (Backgating) angelegt wird. Die Raumladungszone zwischen dem Substrat und den aktiven Bauelementschichten wirkt von der Rückseite wie ein Gate, mit dem der Drainstrom gesteuert werden kann. Mit dieser Methode konnten also Traps, die unter dem leitenden Kanal, d. h. im GaN-Puffer liegen, untersucht werden. Bei Feldefekttransistoren ist die Anwendung der klassischen Kapazitäts-DLTS aufgrund der geringen Gate-Kapazität nicht sinnvoll. Aus diesem Grunde nutzt man den Einfluss der Raumladungszone auf den Drainstrom aus. Aus der zeitlichen Änderung des Drainstroms wurde die Emissionsrate bzw. die Zeitkonstante der Störstellen bei un-

terschiedlichen Temperaturen extrahiert. Mittels Arrhenius-Plots konnten dann die Aktivierungsenergien bestimmt werden.

An unpassivierten und undotierten HEMT-Strukturen auf Silicium-Substrat konnte ein Minoritätstrap mit der energetischen Lage $E_L - (0,55 \pm 0,05) \text{ eV}$ und ein Majoritätstrap mit der Lage $E_V + (0,41 \pm 0,03) \text{ eV}$ identifiziert werden. Das Minoritätstrap ist in der Literatur als „E2“-level im GaN bekannt und wird eher Verunreinigungen durch chemische Stoffe während des Schichtwachstums als Gitterdefekten zugeordnet. Bei dem Majoritätstrap handelt es sich das Löchertrap „H3“, das bereits in p-GaN(Mg) nachgewiesen wurde. Bei Strukturen, die mit SiO_2 passiviert wurden, hat sich gezeigt, dass durch die Passivierungsschicht neue Traps entstanden, die dazu führten, dass dem Drainstrom ein zusätzliches Relaxationsverhalten überlagert wurde. Nach der Passivierung war es besonders bei höheren Temperaturen nicht mehr möglich die BC-DLTS-Messungen sinnvoll auszuwerten.

Bei einer dotierten unpassivierten HEMT-Schicht, die sich von der vorigen Probe hauptsächlich in der GaN-Pufferschicht unterscheidet, wurden andere Traps nachgewiesen. Ein Minoritätstrap bei der Energie $E_V + 0,2 \text{ eV}$ ist wahrscheinlich ein Zustand an der Grenzfläche AlGaN/GaN. Des weiteren wurde ein Majoritätstrap ($E_L - 0,40 \text{ eV}$) identifiziert, das schon bei DLTS-Messungen an Au-Schottky-Kontakten auf n-GaN [aur1] gefunden wurde, aber noch nicht eindeutig zugeordnet werden konnte. Der Umstand, dass unterschiedliche GaN-Puffer auch verschiedene Traps aufweisen, zeigt deutlich, wie wichtig die Verbesserung der Epitaxie ist.

Mittels **Pulsmessungen** wurde der Einfluss des *gate lags* untersucht. Der gate lag offenbart sich durch eine verzögerte Antwort des Drainstroms, wenn die Gate-Spannung beim Betrieb des HEMTs gepulst wird. Mit dem gate lag verbindet man, dass gepulste IV-Kennlinien niedrigere Ströme aufweisen als Gleichstromkennlinien. Man führt diesen Effekt allgemein auf die Umladung von Oberflächenzuständen zurück. Bei diesen Messungen wurden Schichten auf Silicium-Substrat verglichen, wobei sie sich in der Schichtstruktur lediglich dadurch unterschieden, ob eine AlGaN-*carrier supply*-Schicht vorhanden war oder nicht.

Bei der dotierten Heterostruktur wurden Pulsmessungen an passivierten und an mit Si_xN_y passivierten HEMTs durchgeführt. Weder bei Einzelpulsmessungen noch bei gepulsten IV-Kennlinien konnten substantielle Unterschiede festgestellt werden. Der gate lag ist mit und ohne Passivierung präsent und für beide Fälle gilt, dass der gate lag einen größeren Einfluss bekommt, je höher die Pulsfrequenz wird.

Bei der undotierten Probe zeigte sich jedoch ein anderes Bild. Die unpassivierten HEMTs wiesen einen starken gate lag auf und der maximale Drainstrom war niedriger als bei der dotierten HEMT-Schicht. Die Passivierung mit SiO_2 brachte bei Gleichstrommessungen und bei Einzelpulsen bei allen Frequenzen zwar eine leichte Erhöhung des Drainstroms, aber der gate lag wurde nicht unterdrückt. Bei den gepulsten IV-Kennlinien erkennt man bei einer Drainspannung von ca. 4 V für den gesamten Frequenzbereich sogar einen starken Einbruch des Drainstroms. Obwohl die SiO_2 -Passivierung zu einem leichten Anstieg der Drainströme führt, entstehen durch die Passivierung „neue“ Traps, die das Leistungsverhalten der HEMTs wieder verschlechtern. Die Passivierung der undotierten HEMTs mit einer Si_xN_y -Schicht brachte jedoch eine deutliche Verbesserung der statischen und gepulsten Kennlinien.

Die maximalen Drainströme sind stark angestiegen und der gate lag wurde durch die Passivierung zu einem großen Teil erfolgreich unterdrückt. Die Diskrepanz, dass die Passivierung mit Si_xN_y das Verhalten der undotierten HEMTs positiv verändert und dass sich die dotierten (bei höheren Strömen) jedoch nicht verändern, lässt sich wahrscheinlich dadurch erklären, dass das carrier supply layer bei der dotierten Heterostruktur den Einfluss der Oberflächentraps schon ohne Passivierung abschirmt. Wie man bei der SiO_2 -Passivierung feststellt, ist es bei undotierten HEMTs um so wichtiger auf die Qualität der Passivierungsschicht zu achten, um zu verhindern, dass neue Trapping-Effekte auftreten.

Als weitere Untersuchungsmethode von elektrisch aktiven Zentren in Halbleiterschichten wurde die **Admittanzspektroskopie** eingesetzt. Bei diesem Messverfahren werden Traps im GaN-Puffer, d. h. in Bereichen der Proben, wo die AlGaIn-Schicht mittels Mesa-Ätzung entfernt wurde, analysiert. Die Störstellen werden mittels einer Meßwechselspannung, die zwischen zwei ohmschen Kontakten angelegt wird, umgeladen und man misst die Wechselstromleitfähigkeit des Systems. Durch Fittings an der gemessenen komplexen Admittanz werden wiederum die charakteristischen Zeitkonstanten der Traps bei verschiedenen Temperaturen bestimmt und man erhält die entsprechende thermische Aktivierungsenergie.

Die Admittanzmessungen wurden an GaN-Puffern auf Silicium und auf Siliciumkarbid durchgeführt. Aus den Arrhenius-Plots ergaben sich im Frequenz-Bereich zwischen 100 Hz und 1 MHz für beide Proben bandkantennahe Störstellen: beim Si-Substrat betrug die thermische Aktivierungsenergie des Traps $0,070 \pm 0,010$ eV und beim SiC-Substrat wurde eine Aktivierungsenergie von $0,073 \pm 0,006$ eV ermittelt. In der Literatur wurde bereits eine durch Elektronenbeschuss induzierte Stickstoff-Donator-Fehlstelle bei 0,07 eV gefunden und da die Schicht während der Mesa-Ätzung Sputterprozessen ausgesetzt ist, handelt es sich bei beiden Proben mit großer Wahrscheinlichkeit um die gleiche Stickstoff-Fehlstelle. Es ist also wichtig, das Augenmerk auf Störstellen, die durch die Prozessierung von Bauelementen entstehen und zu einer Verschlechterung der Hochfrequenz- und Hochleistungstransistoren führen können, zu richten.

Zusammenfassend wurde mit den vorgestellten Messungen dargelegt, dass sowohl Oberflächenzustände als auch Störstellen, d. h. Gitterdefekte und Verunreinigungen im GaN, negative Einflüsse auf das elektrische und optoelektrische Verhalten der AlGaIn/GaN-HEMTs haben. Es ist zu erwarten, dass die Defekte, die durch die Epitaxie auf fehlangepasstem Substrat bedingt sind, sehr stark abnehmen, sobald großflächige AlN- oder GaN-Substrate kommerziell erhältlich sind. Der Epitaxie obliegt es ebenfalls durch die Optimierung der Wachstumsparameter die Konzentration an Verunreinigungen weiter zu reduzieren. Bei den Pulsmessungen wurde zwar gezeigt, dass eine geeignete Passivierung eine Verbesserung des transienten Verhaltens der HEMTs und eine Erhöhung der maximalen Drainströme bringen kann. Es gilt aber die Depositionsparameter der Passivierungsschichten weiter zu optimieren, so dass man sich die Reduzierung des gate lags nicht mit neuen Traps, sei es im Dielektrikum, an seiner Oberfläche oder an seiner Grenzfläche zum AlGaIn „erkauft“ (s. Backgating Current DLTS oder PIS nach Stress).

Anhang A

Material-Parameter von ausgewählten Halbleitern

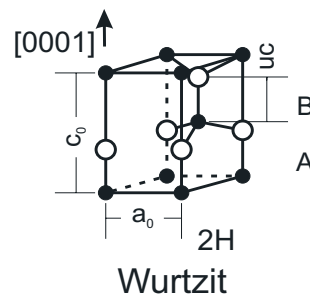


Abb. A.1: Wurtzit-Gitter entlang der $[0001]$ -Richtung.

In der Tab.A.1 sind die Materialparameter von Gruppe-III-Nitriden sowie von anderen ausgewählten Halbleitern enthalten. Bei den Wurtzit-Kristallen ist die Stapelfolge ABAB... in die $[0001]$ -Richtung, wobei A das Anion und B das Kation darstellt. Die Gitterkonstanten von AlN, GaN und InN sind jeweils gegeben durch die beiden Gitterkonstanten a_0 und c_0 sowie durch den dimensionslosen Parameter u , der durch die Bindungslänge parallel zu der Achse $[0001]$ definiert ist.

	AlN	GaN	InN	SiC	GaAs	Si
Gitterkonstante a_0 [Å]	3,112	3,189	3,54	3,081	5,65	5,43
Gitterkonstante c_0 [Å]	4,982	5,186	5,705			
Interner Parameter u	0,380	0,376	0,377			
Bandlücke $E_g(300\text{ K})$ [eV]	6,2	3,39	0,7/2,1	3,1	1,43	1,1
Dielektrische Konstante ϵ_r	8,5	8,9	15,3	9,6	12,5	11,8
Effektive Masse $[m_e]$ [eV]	0,48	0,2	0,11	0,65/ 0,25	0,067	0,91/ 0,19
Elektronenbeweglichkeit (300K) [cm^2/Vs]	300	440	70-250	<400	8500	1350
Optische Phononen-Energie [meV]		91,2		95	33,2	62,9
Elastische Konst. C_{13} ⁽¹⁾	108 ^(a) 120 ^(b)	103 ^(a) 70 ^(b)	92 ^(a) 121 ^(b)			
Elastische Konst. C_{33} ⁽¹⁾	373 ^(a) 395 ^(b)	405 ^(a) 379 ^(b)	224 ^(a) 182 ^(b)			
Piezoelektrische Konst. ϵ_{31} [C/m ²]	-0,60 ⁽²⁾ -0,58 ⁽³⁾	-0,49 ⁽²⁾ -0,36 ⁽⁴⁾	-0,57 ⁽²⁾			
	-0,38 ⁽⁶⁾	-0,33 ⁽⁵⁾ -0,32 ⁽⁶⁾				
Piezoelektrische Konst. ϵ_{33} [C/m ²]	1,46 ⁽²⁾ 1,55 ⁽³⁾ 1,29 ⁽⁶⁾	0,73 ⁽²⁾ 1,00 ⁽⁴⁾ 0,65 ⁽⁵⁾ 0,63 ⁽⁶⁾	0,97 ⁽²⁾			

Tab. A.1: Materialparameter für Gruppe-III-Nitride und für andere Halbleiter. (a) und (b) entsprechen den theoretischen und experimentellen Werten. Die Werte von ¹⁾–⁶⁾ stammen aus folgenden Veröffentlichungen [amb], [ber], [tsu], [ocl], [lit] und [shi], während die restlichen Werte aus [iof] und [ncs] entnommen sind.

Anhang B

Dynamische Prozesse

In der Abb. B.1 ist die Ladungsträgerdynamik dargestellt, die bei der Photoionisation von Traps im hochohmigen GaN-Puffer stattfindet. Die getrappte Ladungsträgerdichte hängt zeitlich von drei Prozessen ab: die Photoionisation, der Ladungsträger-Einfang und das Zurückdriften von Ladungsträgern in den 2DEG-Kanal.

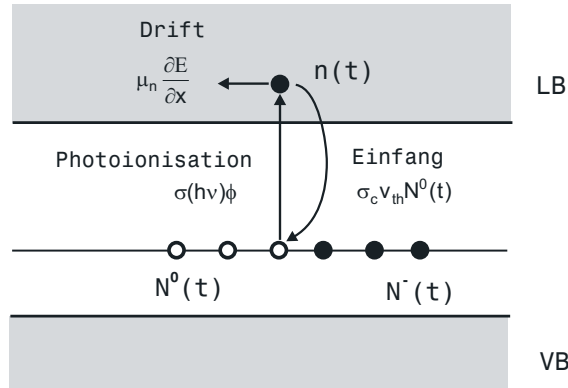


Abb. B.1: Schematisches Banddiagramm mit den bei Photoionisation vorherrschenden Übergangsprozessen und mit deren Übergangsraten.

Die Kontinuitätsgleichung für die Ladungsträgerkonzentration $n(t)$ im hochohmigen GaN-Puffer ist gegeben durch:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + n\mu_e \frac{\partial E}{\partial x} \quad (B.1)$$

wobei G_n die Generationsrate durch Photoionisation, R_n die Rekombinationsrate durch erneutes Einfangen ist. Der dritte Term ist gegeben durch Drift-Effekte, da diese aufgrund des hohen elektrischen built-in-Feldes E die Ladungsträgerdrift dominiert. $N^-(t)$ beschreibt die Konzentration an getrappten Ladungsträgern und $N^0(t)$ die Konzentration an neutralen (leeren) Traps. Nach der Shockley-Read-Hall-Statistik gilt dann für die Generation und die Rekombination:

$$G_n = \sigma(h\nu) \phi N^-(t) \quad (\text{B.2})$$

$$R_n = \sigma_c v_{th} N^0(t) n(t) \quad (\text{B.3})$$

wobei σ_c der Einfangsquerschnitt der Traps bei Raumtemperatur und v_{th} die thermische Geschwindigkeit der Elektronen ist. Wenn man nun näherungsweise davon ausgeht, dass es sich um einen abrupten Übergang mit gleichförmig verteilten Ladungsdichten handelt und dass sowohl die geladenen Traps als auch die ionisierten Ladungsträger zur gesamten Ladungsdichte im GaN-Puffer beitragen, dann ist $E(x)$ linear und es gilt $\partial E / \partial x = -e[N^-(t) + n(t)] / \epsilon$. Verknüpft man diese Beziehung dann mit den Gl. B.1, B.2 und B.3, so erhält man die zeitliche Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration bzw. der Konzentration an gefüllten Traps:

$$\frac{dn}{dt} = \sigma(h\nu) \phi N^-(t) - \{aN^0(t) + b[N^-(t) + n(t)]\} \cdot n(t) \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{dN^-}{dt} = -\sigma(h\nu) \phi N^-(t) + aN^0(t)n(t) \quad (\text{B.5})$$

mit $a = \sigma_c v_{th}$ und $b = \mu_e e / \epsilon$. a und b stellen den Einfluss der Einfang- und der Drift-Prozesse dar.

Wird das Wiedereinfangen von ionisierten Ladungen vernachlässigt ($a = 0$), erhält man als direkte Lösung für die Gl. B.5 die in Kap. 5.3 eingesetzte Gl. 5.7 mit exponentiellem Verlauf.

Die Abschätzungen in der Ref.[kle4] haben ergeben, dass sich bei einem nicht zu großen Photonfluss für die Ladungsträgerkonzentration nach etwa 1 ps ein maximaler stationärer Wert n_{ss} einstellt. In [kle4] wurde ebenfalls mittels Simulationen abgeschätzt, dass bei diesem Photonfluss und einer Beleuchtungszeit, die für unsere Messungen typischerweise bei 5 s liegt, der Einfangterm in Gl. B.4 wesentlich kleiner und somit vernachlässigbar gegenüber dem Driftterm ist.

Letztlich folgt aus diesen Betrachtungen, dass unter unseren experimentellen Bedingungen bei den Messungen eine quasi-stationäre Ladungsträgerkonzentration vorliegt und dass die Konzentration an gefüllten Traps exponentiell abklingt.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Kubische Zinkblende- und hexagonale Wurtzit-Struktur	6
2.2	Schematische Zeichnung einer Ga-face und N-face Wurtzit-Struktur. .	7
2.3	Summe der spontanen und piezoelektrischen Polarisations	9
2.4	Bänderschema eines Halbleiter-Heteroüberganges von zwei n-dotierten Halbleitern.	10
2.5	Spontane und piezoelektrische Polarisations in einer AlGa _N /Ga _N Heterostruktur mit Ga-face Polarisations	12
2.6	Selbst-konsistente Poisson-Schrödinger-Berechnung für eine pseudomorphe Al _{0,1} Ga _{0,9} N/Ga _N -Heterostruktur mit und ohne Modulationsdotierung	14
2.7	Beweglichkeit des 2DEGs einer AlGa _N /Ga _N -Heterostruktur in Abhängigkeit der Temperatur.	17
2.8	Reaktionen beim Schicht-Wachstum mittels Metallorganischer Gasphasenepitaxie.	18
2.9	Prinzipieller Aufbau einer Molekularstrahlepitaxie-Anlage.	19
3.1	Schematischer Aufbau eines High Electron Mobility Transistors . . .	25
3.2	Elektronisches Bänderschema für eine modulationsdotierte AlGa _N /Ga _N -Heterostruktur.	26
3.3	Messungen an HEMTs (Probe F1438) mit unterschiedlichen Gatelängen L_G . Links: Ausgangskennlinien für $L_G=50\mu m$. Rechts: Transferkennlinien für $L_G=50\mu m$ und $0,7\mu m$	28
3.4	Prinzipiskizze für eine Hallmessung.	30
3.5	Prinzipieller Verlauf der Ausgangskennlinien eines HEMTs.	31
3.6	Unterschiedliche Layouts der Transistoren. Oben: RundHEMT. Unten: Linear-HEMT.	32
3.7	Prozessschritte für die Herstellung von Linear-HEMTs. Linke Spalte: Querschnitt durch die Heterostruktur entlang der gestrichelten Linie rechts oben. Rechte Spalte: Aufsicht.	35
4.1	Banddiagramm eines Halbleiters mit einer tiefen Störstelle der Energie E_T	38
4.2	Bänderschema eines dotierten AlGa _N /Ga _N HEMTs von der AlGa _N -Oberfläche senkrecht bis ins Substrat mit den möglichen Lagen der Traps.	39

4.3	Besetzung von Traps in einer AlGaIn/GaN-HEMT-Struktur vor und nach dem Anlegen einer Drain- und Gate-Spannung.	41
4.4	Current Collapse bei einem AlGaIn/GaN-HEMT.	42
4.5	Photoionisationsspektrum eines GaN-MESFETs bei 300 K [kle1]. . . .	43
4.6	Gate lag: Zeitliches Verhalten des Drainstroms nach abruptem Schalten der Gatespannung vom pinch-off zu einem positiven Wert.	44
4.7	Schematischer Verlauf der Ausgangskennlinien eines HEMTs.	45
4.8	Drain lag-Messungen an AlGaIn/GaN-HEMTs.	46
4.9	Schematische Darstellung des Drainstrom-Verhaltens bei gepulsten IV-Messungen, die zur Unterscheidung von gate lag, power drift und power slump dienen.	47
5.1	Ausgangskennlinien eines HEMTs, die im dunkeln (durchgezogene Linie) und unter Beleuchtung mit <i>sub-bandgap</i> -Licht (gestrichelte Linie) bemessen wurden.	50
5.2	Strom-Spannungs-Kennlinien, die bei der Photoionisationspektroskopie jeweils für die unterschiedlichen eingestrahlten Wellenlängen gemessen werden.	51
5.3	Erholung des Drainstroms nach Beleuchtung mit Photonen unterschiedlicher Energien (2-3,7 eV).	52
5.4	Spektrale Abhängigkeit der Antwort-Funktion $S(h\nu)$ eines AlGaIn/GaN-HEMTs auf Saphir-Substrat.	55
5.5	Schematische Darstellung des Messplatzes für die Photoionisationspektroskopie	57
5.6	Photoionisationspektren von HEMT-Schichten, die auf unterschiedlichen Substraten gewachsen wurden.	58
5.7	Vergleich von Photoionisationspektren. Links: dotierte (F1749) und undotierte (F1435) HEMT-Schicht auf SiC-Substrat. Rechts: passivierte und unpassivierte HEMT-Schicht auf Si-Substrat (F1450). . . .	59
5.8	Ausgangs- und Transfer-Kennlinien von RundHEMTs auf vier verschiedenen HEMT-Schichtstrukturen auf Saphir (AIX894- AIX897). .	61
5.9	Photoionisationspektren der HEMTs auf Saphir-Substrat mit den Schichten AIX894- AIX897.	62
5.10	Photoionisationspektren der HEMTs auf AIX896 bei verschiedenen Gatespannungen.	63
5.11	Einfluss von Stress bei HEMTs auf ED118 (SiC-Substrat, MBE). Links: DC-Kennlinien vor und nach dem Stress. Rechts: Photoionisationspektren vor und nach dem Stress.	65
5.12	Einfluss von Stress bei HEMTs auf SiC (MOCVD). Links: DC-Kennlinien vor und nach dem Stress (F1435, F1749). Rechts: Photoionisationspektren vor und nach dem Stress.	66
5.13	Einfluss von Stress bei HEMTs auf F1450 (Si-Substrat, MOCVD). Links: DC-Kennlinien vor und nach dem Stress (oben: unpassiviert, unten: passiviert). Rechts: Photoionisationspektren vor und nach dem Stress (oben: unpassiviert, unten: passiviert).	67

6.1	Auswirkung einer Backgating-Spannung auf die Raumladungszone zwischen einer GaAs-MESFET-Schicht und dem semi-isolierenden GaAs-Substrat.	70
6.2	Bänderschema eines Schottky-Kontaktes bei einer DLTS-Messung. . .	72
6.3	Schematisches Banddiagramm und die Lage der Traps in einem HEMT mit Backgating-Spannung.	74
6.4	Schaltung für Backgating Current DLTS.	75
6.5	Drainstromtransienten für einen unpassivierten HEMT auf AIX1444 für Temperaturen zwischen 20 °C und 130 °C.	76
6.6	Backgating Current DLTS an unpassiviertem HEMT auf AIX1444. .	77
6.7	Arrhenius-Plot von C-T, DLTS, ODLTS und OTCS-Messungen [pol2]. Die Werte von die Minoritätstraps mittels BC-DLTS sind zusätzlich eingetragen.	78
6.8	Gleichstrom-Ausgangskennlinien und Transferkennlinien für Linear-HEMTs auf AIX1444 vor und nach der Passivierung mit 100 nm SiO ₂ . .	79
6.9	Backgating Current DLTS an unpassiviertem HEMT auf AIX1444. .	80
6.10	Backgating Current DLTS an dotiertem HEMT auf Fo934.	82
6.11	Arrhenius-Plot mit den Fittings von den Traps in Fo934.	83
7.1	Schematische Darstellung der Messschaltung für die Pulsmessungen. .	85
7.2	Transferkennlinien der unpassivierten und passivierten HEMTs der Proben AIX1444 und AIX1450.	86
7.3	Einzelpuls-Messungen an der dotierten HEMT-Struktur (AIX1450). Oben: nicht passiviert. Unten: Si _x N _y -Passivierung.	88
7.4	Einzelpuls-Messungen an der undotierten HEMT-Struktur (AIX1444). Oben: nicht passiviert. Mitte: SiO ₂ -Passivierung. Unten: Si _x N _y -Passivierung.	89
7.5	Gepulste IV-Kennlinien von der dot. HEMT-Struktur (AIX1450) für zwei Gatespannungen V _{GS} . Oben: nicht passiviert. Unten: Si _x N _y -Passivierung.	91
7.6	Gepulste IV-Kennlinien von der undot. HEMT-Struktur (AIX1444) für zwei Gatespannungen V _{GS} . Oben: nicht passiviert. Mitte: SiO ₂ -Passivierung. Unten: Si _x N _y -Passivierung.	92
8.1	Transiente des Messsignals beim Anlegen eines Spannungssprungs. . .	93
8.2	Ersatzschaltbild für die Admittanzspektroskopie.	95
8.3	Blockschaltbild mit dem entsprechenden Faltungsprodukt.	96
8.4	Frequenzabhängiger Verlauf des Leitwerts und der Suszeptanz für den Fall einer Störstelle.	98
8.5	Schematische Abbildung des Messaufbaus für die Admittanzspektroskopie.	99
8.6	Messung der Konduktanz und der Suszeptanz für den Frequenzbereich zwischen 40 Hz und 2 MHz bei 100 °C (Probe F1450).	100
8.7	Admittanzspektroskopie-Messungen an der Probe F1450 bei unterschiedlichen Temperaturen.	101

8.8	Aus I(V)-Messungen (durchgezogen) und aus Admittanz-Messungen (gestrichelt) bestimmter Leitwert G_{DC} der Probe F1450.	102
8.9	Arrhenius-Plot von den beiden Proben F1450 und F1438.	103
A.1	Wurtzit-Gitter	109
B.1	Schematisches Banddiagramm mit den bei Photoionisation vorherr- schenden Übergangsprozessen und mit deren Übergangsraten.	111

Tabellenverzeichnis

2.1	Ladungscharakter von leeren und besetzten Virtual Induced Gap States (VIGS).	11
2.2	Materialeigenschaften von Substraten für III-V-Nitrid-Epitaxie. . . .	20
3.1	Schichtstrukturen der untersuchten dotierten HEMT-Schichten auf Saphir-Substraten.	23
3.2	Schichtstrukturen der undotierten (AIX1444) und dotierten (AIX1450 und Fo934) HEMT-Schichten auf Silicium-Substraten.	24
3.3	Schichtstrukturen der undotierten (F1438, F1435 und ED185) und dotierten (F1749) HEMT-Schichten auf Siliciumkarbid-Substrat. . . .	24
3.4	Vor- und Nachteile von RundHEMTs und LinearHEMTs.	32
5.1	Schichtstrukturen der untersuchten dotierten HEMT-Schichten auf Saphir-Substraten und deren Hall-Daten (Schichtkonzentrationen und Beweglichkeiten im 2DEG-Kanal)	60
5.2	Aktivierungsenergien und deren Halbwertsbreiten von Traps in 4 verschiedenen dotierten HEMT-Schichten auf Saphir-Substraten. Die Photoionisationsquerschnitte sind jeweils auf den niedrigsten Wert normiert.	63
5.3	Gefittete Werte der Aktivierungsenergien, deren Halbwertsbreiten und die Photoionisationsquerschnitte von zwei Traps (AIX896) bei verschiedenen Gatespannungen. Die Photoionisationsquerschnitte sind jeweils auf den niedrigsten Wert normiert.	64
A.1	Materialparameter für Gruppe-III-Nitride und für andere Halbleiter	110

Literaturverzeichnis

- [amb] O. Ambacher, *Growth and applications of Group III-Nitrides*, J. Phys. D: Appl. Phys. **31**, 2653 (1998)
- [ant] J. Antoszewski, M. Gracey, J.M. Dell, L. Faraone, T.A. Fisher, G. Parish, Y.-F. Wu and U.K. Mishra, *Scattering mechanisms limiting two-dimensional electron gas mobility in $Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN$ modulation-doped field-effect transistors*, J. Appl. Phys. **87**, 3900 (2000)
- [aur1] F.D. Aurret, S.A. Goodman, F.K. Koschnick, J.-M. Spaeth, B. Beaumont and P. Gibart, *Sputter deposition-induced electron traps in epitaxially grown n-GaN*, Appl. Phys. Lett. **74**, 2173 (1999)
- [aur2] F.D. Aurret, S.A. Goodman, F.K. Koschnick, J.-M. Spaeth, B. Beaumont and P. Gibart, *Proton bombardment-induced electron traps in epitaxially grown n-GaN*, Appl. Phys. Lett. **74**, 407 (1999)
- [aur3] F.D. Aurret, S.A. Goodman, F.K. Koschnick, J.-M. Spaeth, B. Beaumont and P. Gibart, *Electrical characterization of two deep electron traps introduced in epitaxially grown n-GaN during He-ion irradiation*, Appl. Phys. Lett. **73**, 3745 (1998)
- [bal] L. Balagurov and P.J. Chong, *Study of deep level defects in n-GaN by the optical transmission method*, Appl. Phys. Lett. **68**, 43 (1996)
- [bar] T.M. Barton, C.M. Snowden, J.R. Richardson and P.H. Ladbrooke, *Narrow pulse measurement of drain characteristics of GaAs MESFETs*, Electron. Lett. **23**, 686(1987)
- [ber] F. Bernardini, V. Fiorentini and D. Vanderbilt, *Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V Nitrides*, Phys. Rev. B, **56**, R10024 (1997)
- [ber1] J. Bernát, P. Javorka, A. Fox, M. Marso, H. Lüth and P. Kordoš, *Effect of surface passivation on performance of AlGaIn/GaN/Si HEMTs*, Solid-State Electron. **47**, 2097 (2003)
- [bin1] S.C. Binari, W. Kruppa, H.B. Dietrich, G. Kelner, A.E. Wickenden and J.A. Freitas, Jr., *Fabrication and characterization of GaN FETs*, Solid-State Electron. **41**, 1549 (1997)
- [bin2] S.C. Binari, K. Ikossi, J.A. Roussos, W. Kruppa, D. Park, H.B. Dietrich, D.D. Koleske, A.E. Wickenden and R.L. Henry, *Trapping effects and microwave power performance in AlGaIn/GaN HEMTs*, IEEE Trans. Electron Devices **48**, 465 (2001)

- [bin3] S.C. Binari, K. Ikossi-Anastasiou, J.A. Roussos, D. Park, D.D. Koleske, A.E. Wickenden and R.L. Henry, *GaN electronic devices for microwave power applications*, Proc. Int. Conf. GaAs Manufacturing Technology, p.201 (2000)
- [bin4] S.C. Binari, J.M. Redwing, G. Kelner and W. Kruppa, *AlGaIn/GaN HEMTs grown on SiC substrates*, Electron. Lett. **33**, 242 (1997)
- [bin5] S.C. Binari, H.B. Dietrich, W. Kruppa, G. Kelner, N.S. Saks, A. Edwards, J.M. Redwing, A.E. Wickenden and D.D. Koleske, *GaN-based electronic devices for high-power, high-speed and high-temperature applications*, Proc. Int. Conf. Nitride Semiconductors, p.476 (1997)
- [bra] S.T. Bradley, A.P. Young, L.J. Brillson, M.J. Murphy, W.J. Schaff and L.F. Eastman, *Influence of AlGaIn deep level effects on AlGaIn/GaN 2DEG carrier confinement*, IEEE Trans. Electron Devices **48**, 412 (2001)
- [bri] *Britney's Guide to Semiconductor Physics*, <http://britneyspears.ac/lasers.htm>
- [can] P.C. Canfield, D.J. Allstot, J. Medinger and L. Forbes, *Buried-channel GaAs MES-FETs with improved small-signal characteristics*, Proc. IEEE GaAs IC Symposium, p.163 (1987)
- [chad] D.J. Chadi, *Atomic origin of deep levels in p-type GaN: Theory*, Appl. Phys. Lett. **71**, 2970 (1997)
- [chan] A. Chantre, G. Vincent and D. Bois, *Deep-level optical spectroscopy in GaAs*, Phys. Rev. B **23**, 5335 (1981)
- [cho] H.K. Cho, C.-H. Hong, E.-K. Suh and H.J. Lee, *Hole and Interface Traps in Mg-doped Al_{0.1}Ga_{0.9}N/GaN Grown by Metalorganic Chemical Vapor Deposition*, Jpn. J. Appl. Phys. **41**, 197 (2002)
- [chu] E.M. Chumbes, J.A. Smart, T. Prunty and J.R. Shealy, *Microvave performance of AlGaIn/GaN metal insulator semiconductor field effect transistors*, Proc. Int. Electron Device Meeting, p.385 (2000)
- [dad] A. Dadgar, J. Bläsing, A. Diez, A. Alam, M. Heuken and A. Krost, *Metalorganic Chemical Vapor Phase Epitaxie of Crack-Free GaN on Si(111) Exceeding 1 μ m in Thickness*, Jpn. J. Appl. Phys. **39**, L1138 (2000)
- [dan1] X. Dang, P.M. Asbeck, E.T. Yu, K.S. Boutros and J.M. Redwing, *Long Time-Constant Trap Effects in Nitride Heterostructure Field Effect Transistors*, Proc. Mat. Res. Soc. Symp. **622**, T6.28.1 (2000)
- [dan2] X.Z. Dang, E.T. Yu, E.J. Piner and B.T. Mc Dermott, *Influence of surface processing and passivation on carrier concentrations and transport properties in Al-GaN/GaN heterostructures*, J. Appl. Phys. **90**, 1357 (2001)
- [dau] I. Daumiller, D. Theron, C. Gaquière, A. Vescan, R. Dietrich, A. Wieszt, H. Leier, R. Vetury, U.K. Mishra, I.P. Smorchkova, S. Keller, N.X. Nguyen, C.N. Nguyen and E. Kohn, *Current instabilities in GaN-based devices*, IEEE Electron Device Lett. **22**, 62 (2001)

- [dru] T.J. Drummond, R.J. Fisher, W.F. Kopp, H. Morkoç, K. Lee and M.S. Shur, *Bias dependence and light sensitivity of (Al,Ga)As/GaAs MODFETs at 77K*, IEEE Trans. Electron Devices **ED-30**, 1806 (1983)
- [etz] E.V. Etzkorn and D.R. Clarke, *Cracking of GaN films*, J. Appl. Phys. **89**, 1025 (2001)
- [evw] A.O. Evwaraye, S.R. Smith and W.C. Mitchel, *Shallow levels in n-type 6H-silicon carbide as determined by admittance spectroscopy*, J. Appl. Phys. **75**, 3472 (1994)
- [fan] Z. Fang, J.W. Hemsky, D.C. Look and M.P. Mack, *Electron-irradiation-induced deep level in n-type GaN*, Appl. Phys. Lett. **72**, 448 (1998)
- [fis] R.J. Fisher, T.J. Drummond, J. Klem, W. Kopp, T.S. Henderson, D. Perrachione and H. Morkoç, *On the collapse of drain I-V characteristics in modulation-doped FETs at cryogenic temperatures*, IEEE Trans. Electron Devices **ED-31**, 1028 (1984)
- [for] J.S. Foresi and T.D. Moustakas, *Metal contacts to gallium nitride*, Appl. Phys. Lett. **62**, 2858 (1993)
- [goe] W. Götz, N.M. Johnson and D.P. Bour, *Deep level defects in Mg-doped, p-type GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition*, Appl. Phys. Lett. **68**, 3470 (1996)
- [gor] H. Goronkin, M.S. Birrittella, W.C. Seelbach and R.L. Vaitkus, IEEE Trans. Electron Devices **ED-29**, 845 (1982)
- [gre] B.M. Green, K.K. Chu, E.M. Chambers, J.A. Smart, J.R. Shealy and L.F. Eastman, *The effect of surface passivation on the microwave characteristics of undoped AlGaIn/GaN HEMTs*, IEEE Electron Device Lett. **21**, 268 (2000)
- [gri] H.G. Grimmeiss and L. Ledebro, *Photo-ionization of deep impurity levels in semiconductors with non-parabolic bands*, J. Phys. C: Solid State Phys. **8**, 2615 (1975)
- [haa] D. Haase, M. Schmid, W. Kurner, A. Dornen, V. Harle, F. Scholz, M. Burkard and H. Schweizer, *Deep-level defects and n-type-carrier concentration in nitrogen-implanted GaN*, Appl. Phys. Lett. **69**, 2525 (1996)
- [hac1] P. Hacke, P. Ramvall, S. Tanaka, Y. Aoyagi, A. Kuramata, K. Horino and H. Mune-kata, *Optical Characterization of the „E“ deep level in GaN*, Appl. Phys. Lett. **74**, 543 (1999)
- [hac2] P. Hacke, H. Nakayama, T. Detchprohm, K. Hiramatsu and N. Sawaki, *Deep levels in upper band-gap region of lightly Mg-doped GaN*, Appl. Phys. Lett. **68**, 1362 (1996)
- [hal] R.N. Hall, *Electron-Hole Recombination in Germanium*, Phys. Rev. **87**, 387 (1952)
- [han] P.J. Hansen, Y.E. Strausser, A.N. Erickson, E.J. Tarsa, P. Kozodoy, E.G. Brazel, J.P. Ibbetson, U. Mishra, V. Narayanamurti, S.P. DenBaars and J.S. Speck, *Scanning capacitance microscopy imaging of threading dislocations in GaN films grown on (0001) sapphire by metalorganic chemical vapor deposition*, Appl. Phys. Lett. **72**, 2247 (1998)

- [han] A.D. Hanser and R.F. Davis, in J.H. Edgar, S.S. Strite, I. Akasaki, H. Amano (Eds), *Properties, Processing and Applications of Gallium Nitride and Related Semiconductors*, INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, Stevenage, UK, 1999, p.386
- [har] J.J. Harris, J.A. Pals and R. Woltjer, Rep. Prog. Phys. **52** (1988)
- [hel] E.S. Hellman, *The Polarity of GaN: a Critical Review*, MRS Internet J. of Nitride Semicond. Res. 3 **11**, 2653 (1998)
- [hie] A. Hierro, D. Kwon, S.A. Ringel, M. Hansen, J.S. Speck, U.K. Mishra and S.P. DenBaars, *Optically and thermally detected deep levels in n-type Schottky and p⁺-n GaN diodes*, Appl. Phys. Lett. **76**, 3064 (2000)
- [hir] M.T. Hirsch, J.A. Wolk, W. Walukiewicz and E.E. Haller, *Persistent photoconductivity in n-type GaN*, Appl. Phys. Lett. **71**, 1098 (1997)
- [hua] J.C. Huang, G.S. Jackson, S. Shanfield, A. Platzker, P.K. Saledas and C. Weichert, *An AlGaAs/InGaAs pseudomorphic high electron mobility transistor (PHEMT) for X- and Ku- band power applications*, IEEE Trans. **MTT-41**, 752 (1991)
- [hwa] J.C.M. Hwang, *Relationship between gate lag, power drift, and power slump of pseudomorphic high electron mobility transistors*, Solid-State Electron. **43**, 1325 (1999)
- [ink] J.C. Inkson, *Deep impurities in semiconductors: II. The optical cross section*, J. Phys. C: Solid State Phys. **14**, 1093 (1981)
- [iof] <http://www.ioffe.ru>, Ioffe Institut
- [jav] P. Javorka, A. Alam, M. Wolter, A. Fox, M. Marso, M. Heuken, H. Lüth and P. Kordoš, *AlGaIn/GaN HEMTs on (111) Silicon Substrates*, IEEE Electron Device Lett. **23**, 4 (2002)
- [jav1] P. Javorka, *Fabrication and Characterization of AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors*, Dissertation RWTH Aachen, 2003
- [jen] D. Jena, Y. Smorchkova, D. Green, C. Polenz, P. Waltereit, A. Gossard and U.K. Mishra, *Transport in III-V Nitride 2DEGs and New devices by Engineering polarization fields*, American Physical Society March Meeting, March 12-16, Seattle, Washington
- [kas] A. Kastalsky and R.A. Kiehl, *On the low-temperature degradation of (Al,Ga)As/GaAs modulation-doped field-effect transistors*, IEEE Trans. Electron Devices **ED-33**, 414 (1986)
- [kel] S. Keller, B.P. Keller, Y.-F. Wu, B. Heying, D. Kapolnek, J.S. Speck, U.K. Mishra and S.P. DenBaars, *Influence of sapphire nitridation on properties of gallium nitride grown by metalorganic chemical vapor deposition*, Appl. Phys. Lett. **68**, 1525 (1996)
- [kha] M.A. Khan, M.S. Shur, Q.C. Chen and J.N. Kuznia, *Current/voltage characteristic collapse in AlGaIn/GaN heterostructure insulated gate field effect transistors at high drain bias*, Electron. Lett. **30**, 2175 (1994)

- [kle1] P.B. Klein, J.A. Freitas, Jr., S.C. Binari and A.E. Wickenden, *Observation of deep traps responsible for current collapse in GaN metal semiconductor field effect transistors*, Appl. Phys. Lett. **75**, 4016 (1999)
- [kle2] P.B. Klein, S.C. Binari, K. Ikossi-Anastasiou, A.E. Wickenden, D.D. Koleske, R.L. Henry and D.S. Katzer, *Investigation of traps producing current collapse in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors*, Electron. Lett. **37**, 661 (2001)
- [kle3] P.B. Klein, S.C. Binari, K. Ikossi, A.E. Wickenden, D.D. Koleske and R.L. Henry, *Current collapse and the role of carbon in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors grown by metalorganic vapor-phase epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **79**, 3527 (2001)
- [kle4] P.B. Klein, S.C. Binari, J.A. Freitas, Jr. and A.E. Wickenden, *Photoionization spectroscopy of traps in GaN metal-semiconductor field-effect transistors*, J. Appl. Phys. **88**, 2843 (2000)
- [kle5] P.B. Klein, *Photoionization spectroscopy in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors*, J. Appl. Phys. **92**, 5498 (2002)
- [koc] M. Kočan, *AlGaIn/GaN MBE 2DEG Heterostructures: Interplay between Surface-, Interface- and Device-Properties*, Dissertation RWTH Aachen, 2003
- [koh] E. Kohn, I. Daumiller, P. Schmid, N.X. Nguyen and C.N. Nguyen, *Large-signal frequency dispersion of AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors*, Electron. Lett. **35**, 1022 (1999)
- [koc] C. Kocot and C.A. Stolte, *Backgating in GaAs MESFET's*, IEEE T. Microw. Theory **MTT-30**, 963 (1982)
- [kri] P. Krispin, *Single-level interface states in semiconductor structures investigated by admittance spectroscopy*, Appl. Phys. Lett. **70**, 1432 (1997)
- [kro] A. Krost and A. Dadgar, *GaN-Based Devices on Si*, phys. stat. sol. (a) **194**, 361 (2002)
- [krug] J. Kruger, C. Kisielowski, T. Suski, S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, J.W. Ager III, M. Rubin and E.R. Weber, Proc. IEEE-SIMC **9**, 89 (1996)
- [krup] W. Kruppa, S.C. Binari and K. Doverspike, *Low-frequency dispersion characteristics of GaN HFETs*, Electron. Lett. **31**, 1951 (1995)
- [kuz] J. Kuzmík, P. Javorka, A. Alam, M. Marso, M. Heuken and P. Kordoš, *Determination of Channel Temperature in AlGaIn/GaN HEMTs Grown on Sapphire and Silicon Substrates Using dc Characterization Method*, IEEE Trans. Electron Devices **49**, 1492 (2002)
- [lah] H. Lahreche, M. Leroux, M. Laugt, M. Valle, B. Beaumont and P. Gibart, *Buffer free direct growth of GaN on 6H-SiC by metalorganic vapor phase epitaxy*, J. Appl. Phys. **87**, 577 (2000)

- [lan] D.V. Lang, *Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors*, J. Appl. Phys. **45**, 3023 (1974)
- [leb] V. Lebedev, J. Jinscheck, U. Kaiser, B. Schoroter, W. Richter and J. Kraußlich, *Epitaxial relationship in the AlN/Si(001) heterosystem*, Appl. Phys. Lett. **76**, 2029 (2000)
- [lee] W.I. Lee, T.C. Huang, J.D. Guo and M.S. Feng, *Effects of column III alkyl sources on deep levels in GaN grown by organometallic vapor phase epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **67**, 1721 (1995)
- [lit] M.A. Littlejohn, J.R. Hauser and T.H. Glisson, *Monte Carlo calculation of the velocity-field relationship for gallium nitride*, Appl. Phys. Lett. **26**, 625 (1975)
- [liu] L. Liu and J.H. Edgar, *Substrates for gallium nitride epitaxy*, Mater. Sci. Eng. Rep. **R37**, 61 (2002)
- [loo] D.C. Look, D.C. Reynolds, J.W. Hemsky, J.R. Sizelove, R.L. Jones and R.J. Molnar *Defect Donor and Acceptor in GaN*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2273 (1997)
- [lu] W. Lu, V. Kumar, R. Schwindt, E. Piner and I. Adesida, *A comparative study of surface passivation on AlGaIn/GaN HEMTs*, Solid-State Electron. **46**, 1441 (2002)
- [luek] H.D. Lüke, *Signalübertragung, Einführung in die Theorie der Nachrichtenübertragungstechnik*, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1983
- [luet] H. Lüth, *Surfaces and Interfaces of Solid Materials*, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1995
- [luc] G. Lucovsky, *On the photoionization of deep impurity centers in semiconductors*, Solid State Commun. **3**, 299 (1965)
- [luo] B. Luo, R. Mehandru, J. Kim, F. Ren, B.P. Gila, A.H. Onstine, C.R. Abernathy, S.J. Pearton, R. Fitch, J. Gillespie, T. Jenkins, J. Sewell, D. Via, A. Crespo and Y. Irokawa, *Comparison of Surface Passivation Films for Reduction of Current Collapse in AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors*, J. Electrochem. Soc. **149**, G613 (2002)
- [mars1] M. Marso, P.Javorka, A. Alam, M. Wolter, H. Hardtdegen, A. Fox, M. Heuken, P. Kordoš and H. Lüth, *AlGaIn/GaN HEMT Optimisation Using the RoundHEMT Technology*, phys. stat. sol. (a) **188**, 199 (2001)
- [mars2] M. Marso, K. Schimpf, A. Fox, A. van der Hart, H. Hardtdegen, M. Hollfelder, P. Kordoš and H. Lüth, *Novel HEMT layout: The RoundHEMT*, Electron. Lett. **31**, 589 (1995)
- [maru] H.P. Maruskas and J.J. Tietjen, Appl. Phys. Lett. **15**, 327 (1969)
- [men] G. Meneghesso, A. Paccagnella, Y. Haddab, C. Canali and E. Zanoni, *Evidence of interface trap creation by hot-electrons in AlGaAs/GaAs high electron mobility transistors*, Appl. Phys. Lett., **69** 1411 (1996)

- [mic] W. Mickanin, P. Canfield, E. Finchem and B. Odekirk, *Frequency-dependent transients in GaAs MESFETs: Process, geometry and material effects*, Proc. IEEE GaAs IC Symposium, p.211 (1989)
- [mim1] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii and K. Nanbu, *A New Field-Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As Heterojunctions*, Japan. J. Appl. Phys. **19**, L225 (1980)
- [mim2] T. Mimura, *Semiconductors and Semimetals*, Vol.30, Academic Press, 1990
- [mit] J.A. Mittereder, S.C. Binari, P.B. Klein, J.A. Roussos, D.S. Katzer, D.F. Storm, D.D. Koleske, A.E. Wickenden and R.L. Henry, *Current collapse induced in AlGa_N/Ga_N high-electron-mobility transistors by bias stress*, Appl. Phys. Lett. **83**, 1650 (2003)
- [moo] P.M. Mooney, G.A. Northrop, T.N. Morgan and H.G. Grimmeiss, *Evidence for large lattice relaxation at the DX center in Si-doped Al_xGa_{1-x}As*, Phys. Rev. B **37**, 8298 (1988)
- [mrs] <http://nsr.mij.nrs.org/info/diktats.html>
- [ncs] <http://ncsr.csci.va.com/properties>
- [nak1] S. Nakamura, *GaN Growth Using GaN Buffer Layer*, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L1705 (1991)
- [nak2] S. Nakamura, T. Mukai and M. Senoh, *Candela-class high-brightness InGa_N/AlGa_N double-heterostructure blue-light-emitting diodes*, Appl. Phys. Lett. **64**, 1687 (1994)
- [nak3] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku et Y. Sugimoto, *InGa_N-based Multi-Quantum-Well Structure Laser Diodes*, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, L74 (1996)
- [neu] J. Neugebauer and C.G. Van de Walle, *Atomic geometry and electronic structure of native defects in Ga_N*, Phys. Rev. B. **50**, 8067 (1994)
- [ng] H.M. Ng, D. Doppalapudi, T.D. Moustakas, N.G. Weimann and L.F. Eastman, *The role of dislocation scattering in n-type Ga_N films*, Appl. Phys. Lett. **73**, 821 (1998)
- [ngu] C. Nguyen, N.X. Nguyen and D.E. Grider, *Drain current compression in Ga_N MOD-FETs under large-signal modulation at microwave frequencies*, Electron. Lett. **35**, 1380 (1999)
- [obe] R. Oberhuber, G. Zandler and P. Vogl, *Mobility of two-dimensional electrons in AlGa_N/Ga_N modulation-doped field-effect transistors*, Appl. Phys. Lett. **73**, 818 (1998)
- [ocl] G.D. O'Clock and M.T. Duffy, Appl. Phys. Lett. **26**, 55 (1973)
- [ogi] T. Ogino and M. Aoki, *Mechanisms of yellow luminescence in Ga_N*, Jpn. J. Appl. Phys. **19**, 2395 (1980)

- [osi] A. Osinsky, S. Gangopadhyay, J.W. Jang, R.Gaska, D. Kuksenkov, H. Temkin, I.K. Shmagin, Y.C. Chang, J.F. Muth and R.M. Kolbas, *Visible-blind GaN Schottky barrier detectors grown on Si(111)*, Appl. Phys. Lett. **72**, 551 (1998)
- [par] G. Parish, S. Keller, S.P. DenBaars and U.K. Mishra, *SIMS investigations into the effect of growth conditions on residual impurity and silicon incorporation in GaN and $Al_xGa_{1-x}N$* , J. Electron. Mater. **29**, 15 (2000)
- [pea] S.J. Pearton, *GaN and related materials, Vol. 2*, Gordon and Breach Science Publishers, 1998
- [pla] A. Platzker, A. Palevsky, S. Nash, W. Struble and Y. Tajima, *Characterization of GaAs devices by versatile pulsed I-V- measurement system*, Proc. IEEE MTT-S, p.1137 (1990)
- [poi] Der 1D Poisson/Schrödinger solver kann von <http://www.nd.edu/gsnider> heruntergeladen werden.
- [pol1] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov and J.M. Redwing, *Deep traps in high resistivity AlGaIn films*, Solid-State Electron. **42**, 831 (1998)
- [pol2] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.S. Usikov, A.V. Govorkov and B.V. Pushniy, *Studies of the origin of the yellow luminescence band, the nature of nonradiative recombination and the origin of persistent photoconductivity in n-GaN films*, Solid-State Electron. **42**, 1959 (1998)
- [pol3] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, M.G. Mil'vidskii, A.S. Usikov, B.V. Pushniy and W.V. Lundin, *Deep centers in AlGaIn-based light emitting diode structures*, Solid-State Electron. **43**, 1929 (1999)
- [red] C.V. Reddy, K. Balakrishnan, H. Okumura and S. Yoshida, *The origin of persistent photoconductivity and its relationship with yellow luminescence in molecular beam epitaxy grown undoped GaN*, Appl. Phys. Lett. **73**, 244 (1998)
- [rei] A. Reiher, J. Bläsing, A. Dadgar, A. Diez and A. Krost, *Efficient stress relief in GaN heteroepitaxy on Si(111) using low-temperature AlN interlayers*, J. Cryst. Growth **248**, 563 (2003)
- [riz] A. Rizzi and H. Lüth, *III-V semiconductor interface properties as a knowledge basis for modern heterostructure devices*, Appl. Phys. A **75**, 69 (2002)
- [riz1] A. Rizzi, *Surface and interface electronic properties of group III-nitride heterostructures*, Appl. Surf. Sci. **190**, 311 (2002)
- [sac] F. Sacconi, A. Di Carlo, P. Lugli and H. Morkoç, *Spontaneous and Piezoelectric Polarisation Effects on the Output Characteristics of AlGaIn/GaN Heterojunction Modulation Doped FETs*, IEEE Trans. Electron Devices **48**, 450 (2001)
- [san] M.A. Sanchez-Garcia, F.B. Naranjo, J.L. Pau, A. Jimenez, E. Calleja and E. Muñoz, *Ultraviolet Electroluminescence in GaN/AlGaIn single-heterojunction light-emitting diodes grown on Si(111)*, J. Appl. Phys. **87**, 1569 (2000)

- [schr] D.K. Schroder, *Semiconductor material and device characterization*, New York, Wiley (1990)
- [sha] W. Shan, Appl. Phys. Lett. **69**, 740 (1996)
- [shi] K. Shimada, T. Sota and K. Suzuki, *First-principles study on electronic and elastic properties of BN, AlN and GaN*, J. Appl. Phys. **84**, 4951 (1998)
- [shoc] W. Shockley and W.T. Read, *Statistics of Recombinations of Holes and Electrons*, Phys. Rev. **87**, 835 (1952)
- [shu] M. Shur, B. Gelmont and M. Asif Khan, J. Electron. Mat. **25**, 821 (1996)
- [stu] M. Stutzmann, O. Ambacher, M. Eickhoff, U. Karrer, A. Lima Pimenta, R. Neuberger, J. Schalwig, R. Dimitrow, P.J. Schuck and R.D. Grober, *Playing with Polarity*, phys. stat. sol. (b) **228**, 505 (2001)
- [szw] R. Szweda, *Gallium Nitride & Related Wide Bandgap Materials & Devices, A Market and Technology Overview 1998-2003*, Second Edition, 2000
- [tan] W.S. Tan, P.A. Houston, P.J. Parbrook, G. Hill and R.J. Airey, *Comparison of different surface passivation dielectric in AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors*, J. Phys. D: Appl. Phys. **35**, 595 (2000)
- [tar] A. Tarakji, G. Simin, N. Ilinskaja, X. Hu, A. Kumar, A. Koudymov, J. Yang, M.A. Khan, M.S. Shur and R. Gaska, *Mechanism of radio-frequency current collapse in GaN-AlGaIn field-effect transistors*, Appl. Phys. Lett. **78**, 2169 (2001)
- [til] V. Tilak, B. Green, V. Kaper, H. Kim, T. Prunty, J. Smart, J. Shealy and L. Eastman, *Influence of barrier thickness on the high-power performance of AlGaIn/GaN HEMTs*, IEEE Electron. Dev. Lett. **22**, 504 (2001)
- [tra] S. Trassaert, B. Boudart, C. Gaquière, D. Théron, Y. Crosnier, F. Huet and M.A. Poisson, *Trap effects studies in GaN MESFETs by pulsed measurements*, Electron. Lett. **35**, 1386 (1999)
- [tsu] K. Tsubouchi, K. Sugai and N. Mikoshiba, IEEE Ultrason. Symp. **1**, 375 (1981)
- [ure] M.J. Uren, D. Herbert, T. Martin, B.T. Hughes, J. Birbeck, R. Balmer, A.J. Pidduck and S.K. Jones, *Back Bias Effects in AlGaIn/GaN HFETs*, phys. stat. sol. (a) **188**, 195 (2001)
- [van] J.E. Van Nostrand, J. Solomon, A. Saxler, Q.-H. Xie, D.C. Reynolds and D.C. Look, J. Appl. Phys. **87**, 8766 (2000)
- [vet1] R. Vetury, *Polarization Induced 2DEG in AlGaIn/GaN HEMTs: On the origin, DC and transient characterization*, Dissertation, University of California Santa Barbara (2000)
- [vet2] R. Vetury, N.Q. Zhang, S. Keller and U.K. Mishra, *The Impact of Surface States on the DC and RF Characteristics of AlGaIn/GaN HFETs*, IEEE Trans. Electron Devices **48**, 560 (2001)

- [wah] Q. Wahab, A. Ellison, A. Henry, E. Janzén, C. Hallin, J. Di Persio and R. Martinez, *Influence of epitaxial growth and substrate-induced defects on the breakdown of 4H-SiC Schottky diodes*, Appl. Phys. Lett. **76**, 2725 (2000)
- [wal] W. Walukiewicz, Semiconductor Interfaces and Microstructures, World Scientific, Singapore, Z.C. Feng edition (1992) 1
- [wri] A.F. Wright and U. Grossner, *The effect of doping and growth stoichiometry on the core structure of a threading edge dislocation in GaN*, Appl. Phys. Lett. **73**, 2751 (1998)
- [wei] N.G. Weimann, L.F. Eastman, D. Doppalapudi, H.M. Ng and T.D. Moustakas, *Scattering of electrons at threading dislocations in GaN*, J. Appl. Phys. **83**, 3656 (1998)
- [wic] A.E. Wickenden, D.D. Koleske, R.L. Henry, R.J. Gorman, M.E. Twigg, M.Fatemi, J.A. Freitas and W.J. Moore, *The influence of OMVPE growth pressure on morphology, compensation and doping of GaN and related alloys*, J. Electron. Mater. **29**, 21 (2000)
- [yea] R. Yeats, D.C D'Avanzo, K. Chan N. Fernandez, T.W. Taylor and C. Vogel, *Gate slow transients in GaAs MESFETs-causes, cures and impact on circuits*, Proc. Int. Electron Device Meeting, p.842 (1988)
- [yu] E.T. Yu, G.J. Sullivan, P.M. Asbeck, C.D. Wang, D. Qiao and S.S. Lau, *Measurement of piezoelectrically induced charge in GaN/AlGaIn heterostructure field-effect transistors*, Appl. Phys. Lett. **71**, 2794 (1997)
- [yun] F. Yun, M.A. Reshchikov, K. Jones, P. Visconti, H. Morko, S.S. Park and K.Y. Lee, *Electrical, structural, and optical characterization of free-standing GaN template grown by hydride vapor phase epitaxy*, Solid-State Electron. **44**, 2225 (2000)
- [yuca] P.Y. Yu and M. Cardona *Fundamentals of Semiconductors: Physics and Material Properties*, 3rd Edition, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York (2001)
- [zan] G. Zandler, J.A. Majewski and P. Vogl, *Pyroelectronics: Novel device concepts based on nitride interfaces*, J. Vac. Sci. Technol.B **17**, 1617 (1999)

Publikationen

Veröffentlichungen

- M. Wolter, P. Javorka, M. Marso, A. Alam, R. Carius, A. Fox, M. Heuken, H. Lüth and P. Kordoš, *Investigations on the influence of traps in AlGa_N/Ga_N HEMTs*, Proc. Internat. Symposium on Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications (EDMO), IEEE Cat.N.:01TH8567, ISBN: 0-7803-7049-X, p.149 (2001)
- M. Marso, M. Wolter, J. Bernát, P. Javorka, A. Fox and P. Kordoš, *Varactor Diodes based on an AlGa_N/Ga_N HEMT layer structure*, Proc. EDMO, IEEE Cat.N.: 01TH8567, ISBN: 0-7803-7049-X, p.37 (2001)
- P. Javorka, M. Wolter, A. Alam, A. Fox, M. Marso, M. Heuken and P. Kordoš, *Optimization of AlGa_N/Ga_N HEMT performance*, Proc. EDMO, IEEE Cat.N.:01TH8567, ISBN: 0-7803-7049-X, p.31 (2001)
- M. Marso, P. Javorka, A. Alam, M. Wolter, H. Hardtdegen, A. Fox, M. Heuken, P. Kordoš and H. Lüth, *AlGa_N/Ga_N HEMT Optimization Using the RoundHEMT Technology*, phys. stat. sol. (a) **188**, 199 (2001)
- M. Marso, M. Wolter, P. Javorka, A. Fox and P. Kordoš, *AlGa_N/Ga_N Varactor Diode for Integration in HEMT Circuits*, Electron. Lett. **37**, 1476 (2001)
- P. Javorka, A. Alam, M. Wolter, A. Fox, M. Marso, M. Heuken, H. Lüth and P. Kordoš, *AlGa_N/Ga_N HEMTs on (111) Silicon Substrates*, IEEE Electron Device Lett. **23**, 4 (2002)
- M. Marso, J. Bernát, M. Wolter, P. Javorka, A. Fox and P. Kordoš, *MSM Diodes Based on an AlGa_N/Ga_N HEMT Layer Structure for Varactor and Photodiode Application*, Proc. 4th Intern. Conf. Advanced Semicon. Dev. & Microsystems (ASDAM), IEEE Cat.N.:02EX531, ISBN: 0-7803-7276-X, p.295 (2002)
- M. Wolter, P. Javorka, M. Marso, R. Carius, H. Heuken, H. Lüth and P. Kordoš, *Investigation of current collapse in doped and undoped AlGa_N/Ga_N HEMTs*, Proc. 4th ASDAM, IEEE Cat.N.:02EX531, ISBN: 0-7803-7276-X, p.299 (2002)
- M. Wolter, P. Javorka, M. Marso, A. Fox, R. Carius, A. Alam, H. Heuken, H. Lüth and P. Kordoš, *Photoionization spectroscopy of traps in AlGa_N/Ga_N HEMTs*, J. Electron Mater. **31**, 1321 (2002)
- M. Wolter, P. Javorka, M. Marso, A. Fox, R. Carius, A. Alam, M. Heuken, P. Kordoš and H. Lüth, *Photoionization spectroscopy of traps in doped and undoped AlGa_N/Ga_N HEMTs*, phys. stat. sol. (c) **0**, 82 (2002)

M. Marso, M. Wolter, P. Javorka, A. Alam, A. Fox, M. Heuken, P. Kordoš and H. Lüth, *Investigation of AlGa_N/Ga_N HEMTs on Si substrate using backgating*, phys. stat. sol. (c) **0**, 65 (2002)

P. Javorka, A. Alam, M. Marso, M. Wolter, A. Fox, M. Heuken and P. Kordoš, *Fabrication and performance of AlGa_N/Ga_N HEMTs on (111) Si substrates*, phys. stat. sol. (a) **194**, 472 (2002)

M. Marso, M. Wolter, P. Javorka, P. Kordoš and H. Lüth, *Investigation of buffer traps in an AlGa_N/Ga_N/Si high electron mobility transistor by backgating current deep level transient spectroscopy*, Appl. Phys. Lett. **82**, 633 (2003)

P. Javorka, A. Alam, M. Marso, M. Wolter, J. Kuzmik, A. Fox, M. Heuken and P. Kordoš, *Material and device issues of AlGa_N/Ga_N HEMTs on silicon substrates*, Microelectronics Journal **34**, 435 (2003)

M. Wolter, M. Marso, P. Javorka, J. Bernát, R. Carius, H. Lüth and P. Kordoš, *Investigation of traps in AlGa_N/Ga_N HEMTs on silicon substrate*, phys. stat. sol. (c) **0**, 2360 (2003)

J. Bernát, P. Javorka, M. Wolter, F. Fox, M. Marso and P. Kordoš, *Influence of layer structure and surface passivation on performance of AlGa_N/Ga_N HEMTs on Si and SiC substrates*, Proc. 2003 Internat. Semicond. Device Research Symp., IEEE Cat.N.:03EX741, ISBN: 0-7803-8139-4, p.437 (2003)

Konferenzbeiträge

M. Wolter et al., *Investigations on The Influence of Traps in AlGa_N/Ga_N HEMTs*, International Symposium on Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications. EDMO 2001, Wien (Österreich), 15.-16.11.2001

M. Wolter et al., *Investigation of Traps in AlGa_N/Ga_N HEMTs by Photoionization Spectroscopy*, 38th WOCSEMMAD, Austin, Texas (USA), 18.-20.02.2002

M. Wolter et al., *Investigation of traps in doped and undoped AlGa_N/Ga_N HEMTs*, 44th Electronic Materials Conference, University of California Santa Barbara, Kalifornien (USA), 26.-28.06.2002

M. Wolter et al., *Photoionization spectroscopy of traps in doped and undoped AlGa_N/Ga_N HEMTs*, International Workshop on Nitride Semiconductors, Aachen (Deutschland), 22.-25.07.2002

M. Wolter et al., *Investigation of current collapse in doped and undoped AlGa_N/Ga_N HEMTs*, 4th Intern. Conf. Advanced Semicon. Dev. & Microsystems, Smolenice (Slowakei), 14.-16.10.2002

M. Wolter et al., *Photoionization Spectroscopy on AlGa_N/Ga_N HEMTs grown on sapphire and on silicon*, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Dresden (Deutschland), 24.-28.03.2003

M. Wolter et al., *Investigation of traps in AlGa_N/Ga_N HEMTs on silicon substrate*, 5th International Conference on Nitride Semiconductors, Nara (Japan), 25.-30.05.2003

Danksagung

Es ist offensichtlich, dass eine Arbeit wie die vorliegende nur mit der Unterstützung zahlloser Kolleginnen und Kollegen zustande kommen kann. Aus diesem Grunde möchte ich an dieser Stelle allen Kolleginnen und Kollegen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, meinen Dank aussprechen.

Mein besonderer Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. H. Lüth für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Schichten und Grenzflächen-1 durchzuführen, für die ansteckende Begeisterung für Nitride und für das motivierende Interesse an physikalischen Fragestellungen in diesem Gebiet.

Herrn Prof. Dr. S. Mantl für die freundliche Bereitschaft, das Korreferat zu übernehmen.

Herrn Dr. M. Marso für die ausgezeichnete Betreuung der Arbeit, für die unermüdliche Unterstützung in physikalischen und technischen Fragen und für zahlreiche interessante fachliche und private Diskussionen. Nicht zuletzt danke ich für die intensive Durchsicht dieser Arbeit, sei es in fachlicher oder in sprachlicher Hinsicht.

Herrn Prof. Dr. P. Kordoš für die Unterstützung, für die ständige Motivation und für viele informative Diskussionen.

Herrn Dipl.-Ing. P. Javorka für sein Engagement für die gemeinsame Sache, für die interessanten Diskussionen und die hervorragende Atmosphäre im Büro.

Herrn Dipl.-Ing. J. Bernát für viel fruchtbare Gespräche und für zahlreichen Tips in Origin.

Herrn Dipl.-Ing. A. Fox für die Hilfe in Fragen der Meßtechnik.

Herrn Dr. R. Carius für die Möglichkeit in Laboratorien des Instituts für Photovoltaik Messungen durchzuführen, für spannende Diskussionen und seinen anregenden kritischen Blick auf die Messungen und deren Interpretation.

Herrn Dipl.-Ing. J. Klomfass für seine Unterstützung beim Aufbau des PIS-Messplatzes und für die Ratschläge bei der Programmierung in HT Basic, und Herrn M. Hülsbeck für die Hilfe bei apparativen Fragen.

Herrn Dr. G. Crecelius für seine Hilfe bei den optoelektrischen Messungen für Voruntersuchungen.

Dem Reinraumteam, Herrn Dipl.-Ing. A. Steffen, Herrn J. Müller, Herrn J. Zillikens, Frau A. Pracht und Herrn Dipl.-Ing. F. Ringelmann für etliche Aufdampfungen und die Hilfsbereitschaft bei technischen Problemen im Reinraum.

Frau I. Schumacher und der gesamten Verwaltung für die stete Unterstützung bei administrativen Fragen.

Den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der elektronischen und mechanischen Werkstatt für die vielen kleinen Auftragsarbeiten, die rasch „mal eben zwischendurch“ erledigt wurden.

Herrn Dr. R. Ott, Herrn Dr. J. Stock (sch!) und Herrn Dr. P. Lahl, für die täglichen kurzweiligen Fahrten zwischen Aachen und Jülich und für ihre stete gute Laune und Motivation während der Promotion.

M. Bertelli, S. Bunte, R. Calarco, E. Donà, A. Förster, V. Guzenko, H. Hardtdegen, M. Indlekofer, L. Ginsburg, M. Goryll, M. Gotlib, M. Groening, K. Grimm, U. Hodel, N. Kaluza, M. Kočan, A. „Randy“ Krantz, J. Malindretos, T. Merdzhanova, M. Mikulics, J. Moers, S. Montanari, K. Nicoll, A. Rizzi, T. Schäpers, R. Steins, A. Tönnemann, St. Trelenkamp, C. Varini, K. Wambach und vielen anderen, die für eine angenehme Zeit im Institut für Schichten und Grenzflächen gesorgt haben und somit für den Erfolg dieser Arbeit mitverantwortlich sind.

In Anbetracht der Vielzahl an Mitarbeitern des Instituts für Schichten und Grenzflächen können hier nicht alle aufgeführt werden. Daher möchte ich nochmals allen nicht namentlich genannten Mitarbeitern für das angenehme Arbeitsklima danken.

Zuletzt möchte ich besonders herzlich meinen Eltern und meinem Bruder Serge danken, auf deren Unterstützung und Zuspruch ich mich stets verlassen konnte.

1. **SAM - Untersuchung von Aushandlungen in Gruppen mittels Agentensimulation**
von N. Lepperhoff (2002), VI, 278 Seiten
ISBN: 3-89336-298-3
2. **Praxisbezogene IDL-Programmierung**
von M. Busch, R. Bauer, H. Heer, M. Wagener (2002), XVI, 216 Seiten, 12 farb. Abb.
ISBN: 3-89336-308-4
3. **Segmentierung von Volumendatensätzen mittels dreidimensionaler hierarchischer Inselstrukturen**
von J.-F. Vogelbruch (2002), V, 191 Seiten, zahlr. farb. Abb.
ISBN: 3-89336-309-2
4. **ComputerMathematik mit Maple**
von J. Grotendorst (2003), VI, 274 Seiten mit beiliegender CD-ROM, zahlr. farb. Abb.
ISBN: 3-89336-325-4
5. **ComputerMathematik mit Maple – Zweite überarbeitete und erweiterte Auflage**
von J. Grotendorst (2004), VI, 294 Seiten mit beiliegender CD-ROM, zahlr. farb. Abb.
ISBN: 3-89336-354-8
6. **The Internet in Germany: Atlas of Providers and Regions**
by N. Lepperhoff, W. Fischer (2004), VIII, 103 pages, many coloured fig.
ISBN: 3-89336-358-0
7. **Störstellen in Galliumnitrid-basierenden Transistoren**
von M.J. Wolter (2004), V, 132 Seiten, 19 farb. Abb.
ISBN: 3-89336-361-0

Die physikalischen und chemischen Eigenschaften von Gallium-Nitrid (GaN) und dessen ternären Verbindungen prädestinieren diesen Halbleiter für die Herstellung von Hochleistungs- und Hochfrequenztransistoren. In dieser Arbeit werden unterschiedliche elektrische und optoelektrische Messverfahren entwickelt, die direkt an den Transistoren angewandt werden und die somit Rückschlüsse auf die bauelement-relevanten physikalischen Eigenschaften und auf die Störstellen des Halbleitermaterials erlauben.

Autor:

Mike Jean Wolter ist gebürtiger Luxemburger und hat an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen Physik mit dem Schwerpunkt „Physik der Kondensierten Materie“ studiert. Seine Diplomarbeit hat er am Institut für Schicht- und Ionentechnik (Forschungszentrum Jülich) im Bereich von Halbleiterbauelementen mit integrierten optischen Filtern aus porösem Silicium durchgeführt. Danach hat er sich am Institut für Schichten und Grenzflächen-1 (ISG-1) bei Herrn Prof. H. Lüth mit Untersuchungen an Störstellen in GaN-basierenden Transistoren beschäftigt und hat 2004 an der RWTH Aachen in Physik promoviert.

Institut:

Das Institut für Schichten und Grenzflächen im Forschungszentrum Jülich widmet sich dem Zusammenwirken von Physik, Chemie, Biologie, Materialwissenschaft und Ingenieurwissenschaften in der Erforschung anorganischer, organischer und biologischer Grenzflächen und Schichten sowie deren Funktionalisierung und Nutzung für innovative Konzepte in Bauelementen und Sensoren. Das Teilinstitut ISG-1 beschäftigt sich mit grundlegenden Fragen der Halbleiterphysik, der Halbleitertechnologie und der Bauelementphysik. Zu den Arbeitsgebieten gehören unter anderem Epitaxie von Schichten von Gruppe III-Nitriden, Bauelemententwicklung sowie Untersuchungen von elektronischen und optischen Eigenschaften dieser Halbleitermaterialien.

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft

