Charakterisierung und Optimierung von (Al, Ga)N-basierten UV-Photodetektoren

vorgelegt von
Dipl.-Phys.
Moritz Brendel
geb. in Potsdam

Von der Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr. Michael Lehmann
Gutachter:	Prof. Dr. Michael Kneissl
Gutachter:	Prof. Dr. Ulrich T. Schwarz
Gutachter:	Prof. Dr. Markus Weyers

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 24. November 2016

Berlin 2016
D 83

„. . . now I see the light . . . “
– Cliff Rigano

Abstract

Abstract (deutsch)

In dieser Arbeit wurden die Einflüsse von Versetzungsdichte, Heterostruktur und Detektorgeometrie auf die elektrooptischen Eigenschaften AlGaN-basierter Metall-Halbleiter-Metall Photodetektoren (MSM PD) untersucht. Im Vordergrund stand dabei die Realisierung von Schottky-Typ MSM PD, die für die Photodetektion für Wellenlängen unterhalb von 300 nm geeignet sind und eine möglichst hohe externe Quanteneffizienz (EQE) aufweisen.
Zunächst wurden experimentelle und simulierte Ergebnisse zu einer ausführlichen Studie des Bauteilverhaltens front- und rückseitig bestrahlter $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD auf planaren c-Saphir Templates zusammengeführt. Besonders hervorzuheben ist hierbei das Schwellen- und Sättigungsverhalten der EQE als Funktion der Betriebsspannung sämtlicher Detektoren mit AlN-Pufferschicht unter rückseitiger Bestrahlung, da hier eine EQE von bis zu ca. 50 % bzw. 68 % bei 50 V für Absorberschichtdicken zwischen 0,1 µm und 0,5 µm erzielt werden konnte. Die Analyse 2-dimensionaler Simulationsdaten zeigte, dass es aufgrund der Polarisationsladung am AlGaN/AlN-Heteroübergang zu einer Akkumulation photogenerierter Löcher entlang dieser Grenzfläche führt, deren Transport zum Schottky-Kontakt oberhalb einer mit sinkender Absorberschichtdicke von ca. 22 V auf ca. 5 V abnehmenden Schwellenspannung einsetzt. Für dünne Detektoren wurde eine EQE von ca. 30 % bei rund 7 V für die geometrisch symmetrische bzw. bei nur noch 1 V für eine geometrisch asymmetrische Elektrodenkonfiguration erzielt. Die Verwendung eines legierten und eines nicht legierten Elektrodenkamms (a-MSM) ermöglichte schließlich eine EQE von 24 % ohne externe Vorspannung.
Außerdem wurden frontseitig bestrahlte $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ MSM PD auf zwei unterschiedlichen Template-Typen untersucht, die mittels epitaktisch lateralem Überwachsens (ELO) von AlN auf strukturierten AlN/Saphir hergestellt wurden, um das Bauteilverhalten bei reduzierter Durchstoßversetzungsdichte zu untersuchen. Aus REM- und CL-Untersuchungen ging hervor, dass die $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschichten auf ELO-AlN bis zu einer gewissen Schichtdicke eine im Mittel reduzierte jedoch periodisch modulierte Versetzungsdichte aufweisen und die Materialzusammensetzung inhomogen ist. Bei dünnen Absorberschichten (ELO) liegen aufgrund interner Grenzflächen hohe Dunkelströme und außerdem Photostromverstärkung im Detektor vor. Für dicke Absorberschichten (ELOB), bei denen die Materialinhomogenität tiefer unterhalb der Elektroden vergraben liegt, wurde eine Erhöhung der EQE beobachtet, die auf die von $9 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ im planaren PD auf $1{,}4 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ abgesenkte Versetzungsdichte im ELOB PD zurückgeführt werden kann. Schließlich wurde die Anisotropie der EQE von MSM PD auf verkippten Substraten dadurch erklärt, dass die wachstumsbedingte Modulation der Versetzungsdichte einer alternierenden Abfolge von Materialregionen mit unterschiedlichem spezifischen Widerstand aufgefasst werden kann, so dass der Photostromfluss zwischen zwei Elektroden gerade durch deren parallele Anordnung begünstigt wird. Diese Ergebnisse wurden ebenfalls anhand von 1-dimensionalen Berechungen reproduziert.
Insgesamt wurde das Verständnis der Transportprozesse in AlGaN MSM PD verbessert und es wurden Ansätze sowohl für Detektoren mit hoher EQE ohne Verstärkung als auch sehr empfindliche, aber dennoch lineare Detektoren mit Verstärkung aufgezeigt.

Abstract (english)

In this work, the influence of dislocation density, heterostructure design and detector geometry on the electro-optic properties of AlGaN-based metal-semiconductor-metal photodetectors (MSM PD) was investigated. The focus was on the realization of Schottky-type MSM PD suitable for photodetection below wavelengths of 300 nm with a high external quantum efficiency (EQE).
First, experimental and simulated results were combined to give a detailed study of the performance of top- and bottom-illuminated $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$/AlN MSM PD on planar c-sapphire templates. Of particular note here is the threshold and saturation behavior of the EQE as a function of the operating voltage observed for all detectors with an AlN buffer layer under bottom illumination, since an EQE of 50 % and 68 % was achieved at 50 V for absorber layer thicknesses of 0.1 µm and 0.5 µm, respectively. The analysis of 2-dimensional simulation data showed that this is essentially caused by the polarization charge located at the AlGaN/AlN heterojunction, leading to an accumulation of photogenerated minority carriers along this interface. The transport of these charge carriers to the Schottky contact correlates to a certain threshold voltage which decreases from 22 V to 5 V with decreasing absorber layer thickness. For thin detectors therefore an EQE of about about 30 % was obtained at 7 V or 1 V for geometrically symmetric or asymmetric electrode configuration, respectively. The use of an alloyed and a non-alloyed electrode comb in the MSM design (a-MSM) finally allowed an EQE of 24 % with no external bias.
In addition, top-illuminated $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$ MSM PD fabricated on two different template types were examined, which by means of epitaxial lateral overgrowth (ELO) of AlN were produced on patterned AlN/sapphire to investigate the device behavior at reduced threading dislocation density. Using SEM and CL it was found that the $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$ absorber layers on ELO-AlN showed a periodically modulated distribution of the threading dislocation density as well as an inhomogeneous material composition. With thin absorber layers (ELO) high dark currents due to internal interfaces as well as photoconductive gain due to hole accumulation at these interfaces were observed. For thick absorber layers (ELOB), in which the material inhomogeneity is buried far from the electrodes, an increase in the EQE over that of the planar PD of same geometry was observed, that was explained by the threading dislocation density being reduced from $9 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ in the planar PD to $1.4 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ in the ELOB PD. Finally, the anisotropy of the EQE of MSM PD with respect to substrate miscut and electrode orientation was explained by approximating the modulated dislocation density as a periodically altering arrangement of AlGaN regions of different specific resistance promoting the flow of photo-induced current between two electrodes for the parallel case. These results have also been reproduced based on 1-dimensional calculations.
Overall understanding of transport processes in AlGaN MSM PD has been improved and approaches for the realization of detectors with high EQE but without gain as well as very sensitive, yet linear detectors with gain have been demonstrated.

Eigene Veröffentlichungen

[EV1] M. Brendel, M. Helbling, A. Knigge, F. Brunner, and M. Weyers. Solar-blind AlGaN MSM photodetectors with 24 % external quantum efficiency at 0 V. *Electronics Letters*, 51:1598–1600(2), October 2015.

[EV2] M. Brendel, A. Knigge, F. Brunner, S. Einfeldt, A. Knauer, V. Kueller, U. Zeimer, and M. Weyers. Anisotropic Responsivity of AlGaN Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors on Epitaxial Laterally Overgrown AlN/Sapphire Templates. *Journal of Electronic Materials*, 43(4):833–837, 2014.

[EV3] Moritz Brendel, Markus Helbling, Arne Knauer, Sven Einfeldt, Andrea Knigge, and Markus Weyers. Top- and bottom-illumination of solar-blind AlGaN metal-semiconductor-metal photodetectors. *physica status solidi (a)*, 212(5):1021–1028, 2015. (Zitiert auf Seiten 25, 47, 54, 64).

[EV4] Moritz Brendel, Markus Helbling, Andrea Knigge, Frank Brunner, and Markus Weyers. Measurement and simulation of top- and bottom-illuminated solar-blind AlGaN metal-semiconductor-metal photodetectors with high external quantum efficiencies. *Journal of Applied Physics*, 118(24), 2015. (Zitiert auf Seite 1).

[EV5] Moritz Brendel, Enrico Pertzsch, Vera Abrosimova, Torsten Trenkler, and Markus Weyers. Solar- and Visible-Blind AlGaN Photodetectors. In Michael Kneissl and Jens Rass, editors, *III-Nitride Ultraviolet Emitters*, volume 227 of *Springer Series in Materials Science*, pages 219–266. Springer International Publishing, 2016.

[EV6] A. Knigge, M. Brendel, F. Brunner, S. Einfeldt, A. Knauer, V. Kueller, and M. Weyers. AlGaN photodetectors for the UV-C spectral region on planar and epitaxial laterally overgrown AlN/sapphire templates. *physica status solidi (c)*, 10(3):294–297, 2013.

[EV7] A. Knigge, M. Brendel, F. Brunner, S. Einfeldt, A. Knauer, V. Kueller, U. Zeimer, and M. Weyers. Solar-blind $Al_xGa_{1-x}N$ MSM photodetectors on patterned AlN/sapphire templates with $0.4 < x < 1$. *physica status solidi (c)*, 11(3-4):802–805, 2014.

[EV8] A. Knigge, M. Brendel, U. Zeimer, M. Helbling, A. Knauer, F. Brunner, V. Kueller, S. Einfeldt, and M. Weyers. Enhanced quantum efficiency of AlGaN photodetectors by patterned growth. *physica status solidi (a)*, 212(5):1005–1010, 2015. (Zitiert auf Seite 105).

[EV9] Andrea Knigge, Moritz Brendel, Frank Brunner, Sven Einfeldt, Arne Knauer, Viola Kueller, Ute Zeimer, and Markus Weyers. AlGaN Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors on Planar and Epitaxial Laterally Overgrown AlN/Sapphire Templates for the Ultraviolet C Spectral Region. *Japanese Journal of Applied Physics*, 52(8S):08JF03, 2013.

[EV10] Jessica Schlegel, Moritz Brendel, Martin Martens, Andrea Knigge, Jens Rass, Sven Einfeldt, Frank Brunner, Markus Weyers, and Michael Kneissl. Influence of Carrier Lifetime, Transit Time, and Operation Voltages on the Photoresponse of Visible-Blind AlGaN Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors. *Japanese Journal of Applied Physics*, 52:08JF01, 2013.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung & Motivation **1**

1. Grundlagen **3**
1.1. AlGaN-Materialsystem . . . 3
1.1.1. Strukturelle Eigenschaften . . . 3
1.1.2. Elektronische Eigenschaften . . . 4
1.1.3. Optische Eigenschaften . . . 11
1.2. Metall-Halbleiter-Metall Photodetektoren . . . 17
1.2.1. Schottky-Barriere und Raumladungszone . . . 18
1.2.2. Stromfluss am Schottky-Kontakt . . . 20
1.2.3. Dunkelstrom einer MSM-Struktur . . . 22
1.2.4. Photostrom und externe Quanteneffizienz eines MSM PD . . . 23
1.2.5. Einfaches 1D-Modell für die EQE eines MSM PD . . . 25
1.3. Stand der Forschung . . . 27

2. Experimentelles **29**
2.1. Epitaxie von AlGaN für MSM PD . . . 29
2.2. Prozessierung von AlGaN-basierten MSM Detektoren . . . 31
2.3. Charakterisierungsmethoden . . . 33
2.3.1. Materialanalytische Charakterisierungsmethoden . . . 33
2.3.2. Photostrom-Spektroskopie (PCS) . . . 34
2.4. Simulation der Charakteristika von AlGaN-basierten MSM PD mit ATLAS 42
2.4.1. Eingangsstruktur . . . 42
2.4.2. Verwendete Modelle und Parameter . . . 43

3. Front- und rückseitig bestrahlte AlGaN MSM Photodetektoren **49**
3.1. Spektrale EQE frontseitig bestrahlter $Al_xGa_{1-x}N$ MSM Photodetektoren . 50
3.1.1. Einflüsse auf α_{opt} in den langwelligen Bereichen . . . 50
3.1.2. Ableitung der optischen Konstanten für $Al_xGa_{1-x}N$ . . . 53
3.2. Abhängigkeit der EQE von der Vorspannung . . . 55
3.2.1. EQE-Kennlinien . . . 55
3.2.2. EQE-Spektren . . . 58
3.3. Erläuterung der Ergebnisse anhand der 2D-Simulation . . . 60
3.3.1. Schwellen- und Sättigungsverhalten unter RS-Bestrahlung . . . 60
3.3.2. EQE unter FS-Bestrahlung . . . 65
3.4. Zusammenfassung des Kapitels . . . 66

4. Optimierung AlGaN-basierter MSM PD **69**
4.1. Variation der Schichtstruktur . . . 69
4.1.1. Einfluss der Absorberschichtdicke . . . 69
4.1.2. Einfluss der Grenzflächenkontamination . . . 74
4.1.3. $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD mit und ohne AlN-Pufferschicht . . . 79
4.2. Variation der Elektrodengeometrie . . . 82
4.2.1. Symmetrische Elektrodenkonfiguration . . . 82
4.2.2. Asymmetrische Elektrodenkonfiguration . . . 85
4.3. Variation des Metallisierungsschemas . . . 91
4.3.1. Dicke a-MSM PD unter frontseitiger Bestrahlung . . . 92
4.3.2. Kombination der verschiedenen Optimierungsansätze . . . 93
4.4. Zusammenfassung des Kapitels . . . 95

5. AlGaN MSM PD auf ELO-Templates **97**
5.1. Materialanalytische Charakterisierung . . . 98
5.1.1. Oberflächenmorphologie . . . 99
5.1.2. Kompositionsfluktuationen . . . 99
5.1.3. Durchstoßversetzungen . . . 102
5.2. ELO MSM PD der ersten Generation . . . 107
5.2.1. Grundlegende Charakteristika . . . 107
5.2.2. Temperaturverhalten . . . 110
5.2.3. Modellierung der Verstärkung . . . 114
5.3. ELO MSM PD der zweiten Generation (ELOB) . . . 120
5.3.1. Grundlegende Charakteristika . . . 120
5.3.2. Zusammenhang zwischen EQE und Versetzungsdichte . . . 123
5.4. Anisotropie des Photostroms . . . 127
5.4.1. Experimentelle Befunde . . . 127
5.4.2. Modellierung der Anisotropie . . . 128
5.5. Zusammenfassung des Kapitels . . . 131

Zusammenfassung und Ausblick **133**

A. Konstanten, Parameter und Ableitungen **137**
A.1. Konstanten und Parameter . . . 138
A.2. Probendaten . . . 140
A.3. Halbleiter-Gleichungen . . . 142
A.4. Schottky-Näherung . . . 143
A.5. Ableitung: EQE vs. Versetzungsdichte . . . 145

Verzeichnisse **149**

Danksagung **173**

Einleitung & Motivation

Diese Arbeit befasst sich mit der Charakterisierung und Optimierung von Metall-Halbleiter-Metall (MSM, *engl.: metal-semiconductor-metal*) Photodetektoren (PD) auf Basis von Aluminiumgalliumnitrid (AlGaN).
Die Bandlückenenergien im ternären $Al_xGa_{1-x}N$-Materialsystem sind durch das Verhältnis x von Aluminium zu Gallium (im Folgenden: Al-Anteil) festgelegt und liegen zwischen ca. 3,4 eV für GaN und 6,2 eV für AlN [1]. Das macht AlGaN-basierte PD besonders attraktiv für die Überwachung von Strahlungsquellen im ultra-violetten (UV) Spektralbereich, da zum einen eine potentielle Beständigkeit gegenüber UV-Strahlung und thermischer Einwirkung vorliegt, und sich zum anderen die langwellige Detektionsgrenze solcher Detektoren, die sog. cut-off-Wellenlänge, über den Al-Gehalt zwischen ca. 365 nm und 200 nm gezielt einstellen lässt. Damit eröffnen sich für den Einsatz AlGaN-basierter Detektoren verschiedene Anwendungsgebiete, wie z. B. die Lackaushärtung [2] im UV-A (380 nm bis 315 nm), die medizinische Behandlung bestimmter Hautkrankheiten mittels Phototherapie [3] im UV-B (315 nm bis 280 nm) oder die Keimabtötung in Wasser [4] im UV-C (280 nm bis 200 nm).
Die Arbeiten zu AlGaN-basierten Photodetektoren der letzten 40 Jahre zeigen, dass inzwischen eine Vielzahl unterschiedlicher Photodetektortypen, teilweise sogar im gesamten Kompositionsbereich ($x = 0, \ldots, 1$), realisiert wurde. Dabei reicht die Spanne von strukturell einfachen Metall/Halbleiter-Strukturen (Photoleiter [5, 6], MSM PD [7, 8, 9] und Schottky Photodiode [10, 11]) und Photokathoden [12, 13] für Photomultiplier über anspruchsvollere Homo- und Heteroschichtsysteme (z. B. p-i-n [14, 15] oder Avalanche PD [16, 17, 18, 19]) bis hin zu komplexen zeilen- oder flächenartigen Detektionseinheiten – z. B. focal-plane-array (FPA) [20, 21, 22].
Ein grundsätzliches Problem AlGaN-basierter optoelektronischer Bauteile, die auf Fremdsubstraten wie z. B. Saphir hergestellt werden, stellt die teilweise sehr hohe Dichte an Durchstoßversetzungen ($\gtrsim 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$) in den aktiven Schichten dar, da die externe Quanteneffizienz (EQE) direkt durch die nichtstrahlende Rekombination an Versetzungen limitiert wird [23, 24]. Für einige Detektortypen ergeben sich mit steigendem Al-Gehalt außerdem technologische Schwierigkeiten p- oder n-leitende AlGaN-Schichten mit entsprechenden Ohmschen Kontakten zu realisieren.
In dieser Arbeit werden AlGaN-basierte MSM Photodetektoren mit einem vergleichsweise einfachen Aufbau – koplanar angeordneten Schottky-Kontakten auf nominell undotiertem $Al_xGa_{1-x}N$-Absorber – untersucht. Der Hauptnachteil gegenüber den diodenartigen Bauformen ist, dass dieser unter Vorspannung betrieben werden muss. Außerdem wird das feldbehaftete Gebiet unter den Elektroden bei metallseitiger (im Folgenden: frontseitiger) Bestrahlung abgeschattet. Letzterem wurde in der Vergangenheit durch die substratseitige (im Folgenden: rückseitige) Bestrahlung des MSM PD begegnet [25, 26, 27, 28, 29]. Hier-

bei handelt es sich jedoch ausschließlich um experimentelle Untersuchungen grundlegend verschiedenartiger Detektorstrukturen, so dass ein Unterschied der EQE zur frontseitigen Bestrahlung – wenn überhaupt untersucht – schwer eingeordnet werden kann.

In der vorliegenden Arbeit wird deshalb mit einer abgestimmten Probenserie und unterschiedlichen Detektorgeometrien gezielt untersucht, unter welchen Bedingungen sich unter rückseitiger Bestrahlung eine sehr hohe EQE nahe dem theoretischen Maximalwert erzielen lässt.

Im ersten Ergebnisteil (Kapitel 3) werden zunächst typische EQE-Spektren und -Kennlinien von AlGaN MSM Photodetektoren vorgestellt. Die Unterschiede in den experimentellen Ergebnissen für front- und rückseitig bestrahlte $Al_{0,5}Ga_{0,5}N/AlN$ MSM PDs mit einer Absorberschichtdicke von 0,5 µm werden dann anhand von zweidimensionalen Simulationen im Rahmen eines Drift-Diffusions-Modells interpretiert.

Der zweite Ergebnisteil (Kapitel 4) befasst sich mit verschiedenen Optimierungsansätzen, die zur Erhöhung der EQE von rückseitig bestrahlten $Al_{0,5}Ga_{0,5}N/AlN$ MSM PD unter geringen Vorspannungen führen. Dabei werden die Einflüsse von Schichtstruktur und Elektrodengeometrie sowie eines asymmetrischen Metallisierungsschemas auf die Bauteilcharakteristika diskutiert. Durch die qualitative Anpassung des Simulationsmodells an die experimentellen Daten wird dabei das Verständnis der physikalischen Vorgänge im Photodetektor entscheidend erweitert.

Im letzten Ergebnisteil (Kapitel 5) wird schließlich der Einfluss der Versetzungsreduktion auf die Charakteristika von MSM PD anhand von $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ MSM PD auf planaren sowie ELO AlN/Saphir-Templates untersucht. Durch die grundlegend unterschiedlichen Eigenschaften zweier Generationen ELO-basierter MSM PDs wird zum einen die besondere Rolle interner verkippter AlGaN-Heterogrenzflächen im Absorber herausgearbeitet und zum anderen schließlich ein direkter Zusammenhang zwischen Versetzungsdichte und EQE in AlGaN-basierten Photodetektoren mit unterschiedlicher Elektrodenkonfiguration nachgewiesen.

Kapitel 1.

Grundlagen

1.1. AlGaN-Materialsystem

Die Untersuchung AlGaN-basierter MSM-Photodetektoren erfordert ein Verständnis der grundlegenden Eigenschaften von Galliumnitrid (GaN), Aluminiumnitrid (AlN) und Aluminiumgalliumnitrid (AlGaN). Deshalb sollen in diesem Abschnitt, die zum Aufbau dieser Arbeit relevanten Informationen über die Kristallstruktur sowie die elektronischen und optischen Eigenschaften des Gruppe-III-Nitrid Halbleiters $Al_xGa_{1-x}N$ zusammengetragen und erläutert werden.

1.1.1. Strukturelle Eigenschaften

Kristallstruktur Das Materialsystem $Al_xGa_{1-x}N$ ist ein ternäres Halbleitergemisch aus den binären Komponenten GaN und AlN. Das Mischverhältnis von Al- zu Ga- Atomen x_{Al}, der Aluminium-Molenbruch, wird häufig kurz als Al-Gehalt x bezeichnet. Sowohl die binären als auch die ternären III-Nitride sind polymorph, da sie sowohl in der hexagonalen Wurtzit-Struktur als auch in den kubischen Strukturen Zinkblende und Kochsalz vorliegen können [30]. Die thermodynamisch stabilste Form, in der AlGaN kristallisiert, ist jedoch die Wurtzit-Struktur. Das Wurtzit-Gitter hat eine primitive Einheitszelle mit zwei Stickstoff- (N) und zwei Metallatomen (Al oder Ga) und kann durch die Gitterkonstanten a und c beschrieben werden, die nach dem Vegard'schen Gesetz [31] linear interpoliert werden können:

$$a(x) = x \cdot a_{AlN} + (1-x) \cdot a_{GaN} \quad \text{bzw.} \tag{1.1}$$

$$c(x) = x \cdot c_{AlN} + (1-x) \cdot c_{GaN}. \tag{1.2}$$

Werte für a und c für GaN und AlN sind im Anhang in Tabelle A.2 angegeben.
Die Wurtzit-Struktur gehört zur Raumgruppe $P6_3mc$ und besteht aus zwei hexagonal dichtestgepackten (hcp), um 5/8 entlang der sechzähligen Drehachse (c-Achse) verschobenen Untergittern jeder Atomsorte mit je einatomiger Basis. Daraus ergibt sich unmittelbar die Stapelfolge $aA, bB, aA, bB, ...$ aus den Doppellagen aA bzw. bB, die wiederum aus Kationen (a bzw. b) und Anionen (A bzw. B) aufgebaut sind. Insgesamt sind die Positionen der übernächsten Nachbarn entlang der c-Achse damit nicht inversionssymmetrisch und es liegt je nach Blickrichtung eine unterschiedliche Polarität vor: Al- bzw. Ga-polar entlang der c-Achse und N-polar in entgegengesetzter Richtung (-c). In dieser Arbeit wird ausschließlich Ga- bzw. Al-polares Material untersucht.

Verspannungen und Versetzungen Das Wachstum AlGaN-basierter Halbleiterbauelemente findet typischerweise auf Fremdsubstraten, wie z. B. Saphir (Al_2O_3), Silizium (Si) oder Siliziumcarbid (SiC) statt. Dabei weisen die unterschiedlichen funktionalen $Al_xGa_{1-x}N$-Schichten, wie z. B. Pufferschichten, dotierte Schichten, Quantenfime etc., i. A. unterschiedliche Gitterkonstanten auf. Ein Maß für die Gitterfehlanpassung ist durch [32]

$$f_m = \frac{a_S - a_0}{a_0} \tag{1.3}$$

gegeben, wobei a_0 die natürliche Gitterkonstante der aufwachsenden Schicht und a_S die des darunterliegenden Substrats ist. Nach Tabelle A.2 besteht also zwischen $Al_xGa_{1-x}N$ und (relaxiertem) AlN eine Spanne für die Gitterfehlanpassung von bis zu 2,4 %. Lateral gitterangepasstes Wachstum ist unter bestimmten Bedingungen jedoch trotzdem möglich. Dabei bewirkt die aufgeprägte mechanische Verspannung $\hat{\sigma}$ innerhalb der basalen Ebene allerdings eine entsprechende Verformung $\hat{\varepsilon}$ des Kristalls, welche gemäß dem Hooke'schen Gesetz $\hat{\sigma} = \overline{\overline{C}} \cdot \hat{\varepsilon}$ über den Elastizitätsmoduln $\overline{\overline{C}}$ des Materials vermittelt wird.
Für die Wurtzit-Struktur mit C_{6v}-Punktsymmetrie lassen sich die Verzerrungen in der Schichtebene (x, y) bzw. senkrecht dazu (z) bestimmen [32]

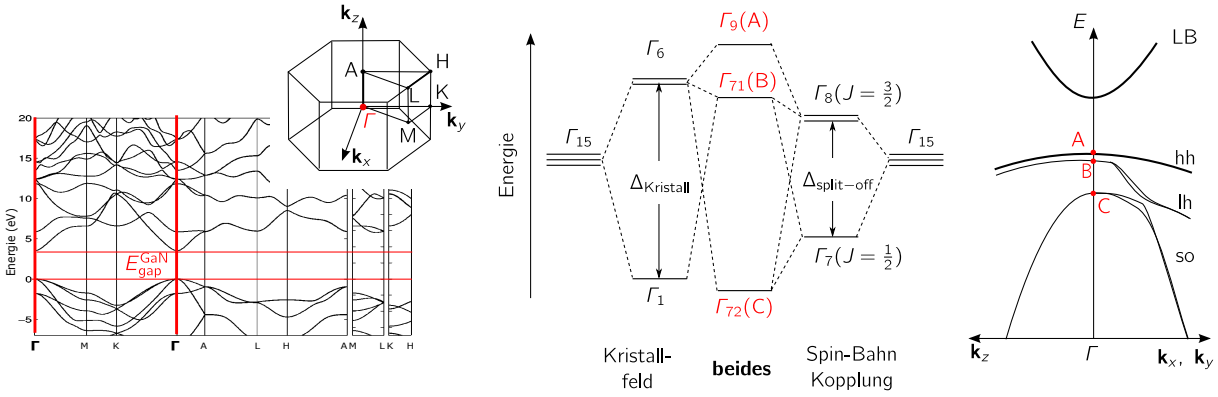
$$\varepsilon_\parallel := \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a - a_0}{a_0} \tag{1.4}$$

$$\varepsilon_\perp := \varepsilon_{zz} = -2\frac{C_{13}}{C_{33}} \cdot \varepsilon_\parallel, \tag{1.5}$$

wobei a die „verzerrte“ Gitterkonstante der verspannten Schicht ist und C_{13} und C_{33} zwei voneinander unabhängige Komponenten des Elastizitätsmoduls. Die in dieser Arbeit verwendeten Werte für C_{ij} sind für AlN und GaN in Tabelle A.2 angegeben. Zwischen ihnen ist für $Al_xGa_{1-x}N$ in erster Näherung wieder eine lineare Interpolation in x_{Al} gemäß Gln. (1.1) und (1.2) zulässig. Für $a < a_0$ ist $\varepsilon_\parallel < 0$ und die Schicht ist in der Ebene zugverzerrt (tensil). Senkrecht dazu ist die Schicht wegen $\varepsilon_\perp \propto -\varepsilon_\parallel$ entlang der c-Achse druckverzerrt (kompressiv) – es gilt dann $c > c_0$. Umgekehrte Verhältnisse ergeben sich für $a > a_0$. Die in einer Schicht gespeicherte Verformungsenergie E pro Einheitsfläche A ist $E_\varepsilon/A \propto t \cdot \varepsilon_\parallel^2$ und wächst mit deren Schichtdicke t [33, 32]. Oberhalb einer kritischen Schichtdicke wird die Bildung von Versetzungen energetisch begünstigt und die Schicht beginnt zu relaxieren, wobei sie ihre natürliche Gitterkonstanten a_0 und c_0 annimmt.
Grundsätzlich wird zwischen basalen und durchstoßenden Versetzungen (auch: Durchstoßversetzungen) unterschieden, wobei letztere Stufen-, Schrauben- oder gemischten Charakter aufweisen können. Durchstoßversetzungen mit Stufencharakter bilden einen nichtstrahlenden Rekombinationspfad für Überschussladungsträger [23, 24].

1.1.2. Elektronische Eigenschaften

Bandstruktur In Abbildung 1.1 a ist die nach der Pseudopotential-Methode berechnete elektronische Bandstruktur von GaN in Wurtzitstruktur entlang ausgezeichneter Symmetrieachsen innerhalb der ersten Brillouin-Zone dargestellt. Die s-Zustände aller beteiligten



(a) (b) (c)

Abbildung 1.1.: (a) Elektronische Bandstruktur von GaN in Wurtzitstruktur entlang ausgezeichneter Symmetrieachsen in der ersten Brillouin-Zone (kleines Bild), bestimmt mittels Pseudopotential-Methode [34]. (b) Kristallfeldaufspaltung und Spin-Bahn-Kopplung führen zusammen zur Aufhebung der Entartung der obersten Valenzbandzustände in hexagonalem GaN [35]. (c) Schema der jeweiligen (VB-, hh-, lh- und so-) Dispersionsrelation in der Nähe des Γ-Punktes. Illustration einer Berechnung mittels $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$-Theorie in [36].

Atomsorten bilden das Leitungsband. Im Valenzband bilden Linearkombinationen von Produkten aus den p_x-, p_y- und p_z-Orbitalen mit den Spin-Funktionen die obersten Zustände. Deren dreifache Entartung wird durch das Kristallfeld der Wurtzitstruktur teilweise und unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung schließlich vollständig aufgehoben (vgl. Abb. 1.1 (b)). Die drei so entstehenden Valenzbänder werden als Schwerlochband (A-Valenzband, heavy hole), Leichtlochband (B-Valenzband, light hole) und Split-Off-Band (C-Valenzband, crystal-field split-off) bezeichnet. Bei AlN wird allerdings von einer negativen Kristallfeldaufspaltung [37] ausgegangen, so dass hier, anders als bei GaN und InN, das C-Valenzbandmaximum oberhalb der übrigen Valenzbandmaxima liegt.
In der Nähe des Γ-Punktes ($(k) \approx 0$) können alle elektronischen Zustände in erster Näherung durch einen parabolischen Verlauf mit isotropen effektiven Massen

$$m^*_{ij} = \hbar^2 \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j} \right)^{-1} = m^*_{ji} \tag{1.6}$$

für das entsprechende Band beschrieben werden.
Wie in Abbildung 1.1 (c) zu erkennen ist, sind die effektiven Massen entlang der verschiedenen k-Achsen in der Dispersionsrelation i. A. nicht für alle Valenzbänder isotrop bzw. konstant. Für viele praktische Fälle, reicht es jedoch aus, sich auf das oberste Valenzband (hh-Band) zu beschränken, für das diese Annahmen sogar bei etwas größeren Impulsen $\mathbf{k} \neq 0$ noch gut erfüllt sind.

Bandlücke Die Bandlücke E_g eines Volumen-Halbleiters nimmt aufgrund der thermischen Ausdehnung des Kristallgitters mit steigeder Temperatur T ab. Experimentell ermittelte Temperaturverläufe für die Bandlücken von GaN und AlN lassen sich anhand

des empirischen Varshni-Verlaufs [38]

$$E_{\mathrm{g}}(T) = E_{\mathrm{g}}(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \tag{1.7}$$

beschreiben. In der Literatur häufig zitierte Werte aus Ref. [39] für die Varshni-Parameter α und β sowie für $E_{\mathrm{g}}(0)$ sind im Anhang in Tabelle A.2 zusammengetragen. Die Kompositionsabhängigkeit der Bandlücke $E_{\mathrm{g}}(x)$ des ternären $\mathrm{Al}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{N}$ ist durch

$$E_{\mathrm{g}}(x) = x \cdot E_{\mathrm{AlN}} + (1 - x) \cdot E_{\mathrm{GaN}} - x(1 - x) \cdot b_{\mathrm{AlGaN}} \tag{1.8}$$

gegeben und führt bei Raumtemperatur ($T \approx$300 K) auf eine Spanne von 3,43 eV für GaN bis ca. 6,14 eV für AlN [1, 37]. Die quadratische Abweichung in Gl. (1.8) – durch den Bowing-Parameter b_{AlGaN} gegeben – kann i. A. auf die zufällige Anordnung verschieden großer Anionen (hier: Ga und Al) im ternären Material zurückgeführt werden [40].

Spontane und piezoelektrische Polarisation Im Vergleich zu anderen III-V Halbleitern weisen die III-Nitride mit Wurtzit-Struktur eine besonders ausgeprägte spontane und piezoelektrische Polarisation auf, welche die Funktionsweise elektronischer und optoelektronischer Bauteile maßgeblich beeinflussen oder teilweise sogar erst ermöglichen.
Im $\mathrm{Al}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{N}$ liegt eine Abweichung des Verhältnisses c/a vom hcp-Idealwert $\sqrt{8/3}$ vor, welcher sich bei Gleichheit aller tetraedisch angeordneten Bindungen zum jeweils nächsten Nachbarn ergibt. Außerdem ist das Verhältnis der Bindung entlang der c-Richtung zur c-Gitterkonstanten, der interne Zellparameter u, in AlGaN größer als der Wurtzit-Idealwert von 3/8, was einer Streckung der c-Bindung entspricht [41, S. 35]. Zusätzlich bewirken die Elektronegativitätsdifferenzen zwischen N und Ga bzw. Al eine Polarisierung der kovalenten Metall-Stickstoffbindungen, durch die Verschiebung der Bindungselektronen zum Stickstoff. Dieser ionische Charakter und die o. g. Deformation des Bindungstetraeders haben einen entscheidenden Einfluss auf die spontane Polarisation P_{SP} des AlGaN-Materials, da sich die Summe der vier Dipolmomente entlang aller Bindungen nicht komplett aufheben und ein Dipolmoment in entgegengesetzter Richtung zur c-Achse resultiert. Unabhängig von externen Einflüssen ist deshalb in c-planaren $\mathrm{Al}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{N}$-Schichten eine damit verknüpfte spontane Polarisation P_{SP} vorhanden [42]. Für metallpolares $\mathrm{Al}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{N}$ sind ihre Werte im gesamten Kompositionsbereich negativ und ihr Betrag nimmt zudem mit steigendem Al-Anteil zu, was offenbar durch den Anstieg des Zellparameters u bedingt ist [43].
Die piezoelektrische Polarisation P_{PZ} wird durch die innerhalb einer AlGaN-Schicht aufgebauten Verzerrungen aufgrund mechanischer Verspannungen des Kristallgitters hervorgerufen. Solche Verspannungen werden sowohl beim AlGaN-Wachstum durch eine Gitterfehlanpassung nach Gl. (1.3) als auch beim Abkühlen durch Unterschiede in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten aufgebaut. Unter Ausnutzung bestimmter Symmetrie-Eigenschaften der Wurtzit-Struktur (Dreh-Punktgruppe C_{6v}) und unter Vernachlässigung von Scherspannungen lässt sich für den Fall einer durch Gitterfehlanpassung hervorgerufenen, biaxialen Verspannung von c-orientiertem AlGaN ein Ausdruck für die verbleibende

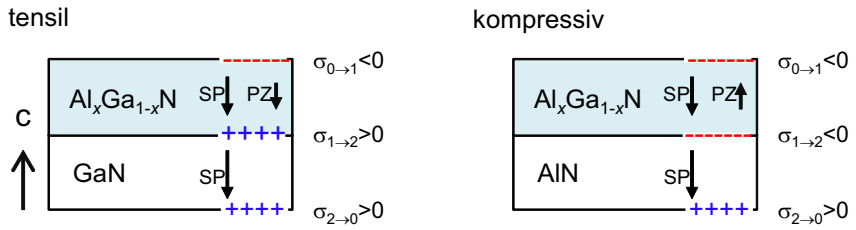


Abbildung 1.2.: Komponenten der Polarisation in $Al_xGa_{1-x}N$-Schichten auf GaN bzw. AlN. Skizze zur Orientierung der spontanen (SP) und der piezoelektrischen (PZ) Polarisation in c-planarem, verspanntem $Al_xGa_{1-x}N$ auf GaN (*links*) bzw. AlN (*rechts*) – die Vorzeichen der jeweiligen Flächenladung $\sigma_{i\to j}$ sind ebenfalls mit angedeutet.

Komponente der piezoelektrischen Polarisation entlang der c-Achse ableiten (s. z. B. [41, S. 48ff]

$$P_{\mathrm{PZ}} = 2\frac{a_{\mathrm{S}} - a_0}{a_0}\left(e_{31} - e_{33}\frac{C_{13}}{C_{33}}\right). \tag{1.9}$$

Hier sind e_{ij} und C_{ij} wieder die auf die basale Ebene ($ij = 13$) bzw. auf die c-Achse ($ij = 33$) bezogenen piezoelektrischen bzw. elastischen Konstanten der verspannten Schicht und a_i ihre Gitterkonstante ($i = 0$) bzw. jene des Substrats ($i = \mathrm{S}$). Mit Beispielwerten aus Tabelle A.2 ist ersichtlich, dass der Klammerterm für alle Kompositionen x negativ ist und deshalb das Vorzeichen von P_{PZ} durch die Fehlanpassung, also den Vorfaktor in Gl. (1.9) bestimmt wird.
Wie in Abbildung 1.2 skizziert, ist P_{PZ} bei tensiler ($a_{\mathrm{S}} > a_0$) Verspannung parallel bzw. bei kompressiver ($a_{\mathrm{S}} < a_0$) Verspannung antiparallel zu P_{SP} orientiert, so dass die Gesamtpolarisation P_{tot} der $Al_xGa_{1-x}N$ Schicht, gegeben durch

$$P_{\mathrm{tot}} = P_{\mathrm{SP}} + P_{\mathrm{PZ}}, \tag{1.10}$$

durch die Verspannung verstärkt bzw. reduziert wird. Im Bauteil ist allerdings nicht die Höhe der Polarisation einer Schicht entscheidend, sondern vielmehr die durch einen Polarisationssprung ΔP an einem Materialübergang $i \to j$ induzierte Grenzflächenladung

$$\sigma_{i\to j} = -\Delta P_{\mathrm{tot}} = -(P_{\mathrm{tot},i} - P_{\mathrm{tot},j}), \tag{1.11}$$

wobei i die obere bzw. j die untere Schicht bzgl. der c-Achse bezeichnet. Qualitativ ist diese Grenzflächenladung am Übergang einer verspannten $Al_xGa_{1-x}N$-Schicht zur relaxierten GaN- bzw. AlN-Schicht (s. Abb.1.2 a) positiv ($\sigma_{1\to 2} > 0$) bzw. negativ ($\sigma_{1\to 2} < 0$) [44].
An der Oberfläche (bzw. Unterseite) einer hypothetischen, freistehenden und unverspannten $Al_xGa_{1-x}N$-Schicht wird wegen $P_{\mathrm{tot,AlGaN}} = P_{\mathrm{SP,AlGaN}} < 0$ und $P_{\mathrm{tot,Luft}} = 0$ nach Gl.(1.11) eine positive (bzw. negative) Flächenladungsdichte $\sigma/e < 0$ (bzw. > 0) induziert. Diese Ladungen werden jedoch teilweise durch Oberflächenzustände [45] oder Adsorbate aus der Umgebung abgeschirmt [46, 47]. Die Kompensation nicht abgeschirmter Oberflächenladung erfolgt dann über die in der Schicht vorhandenen Ladungen, also

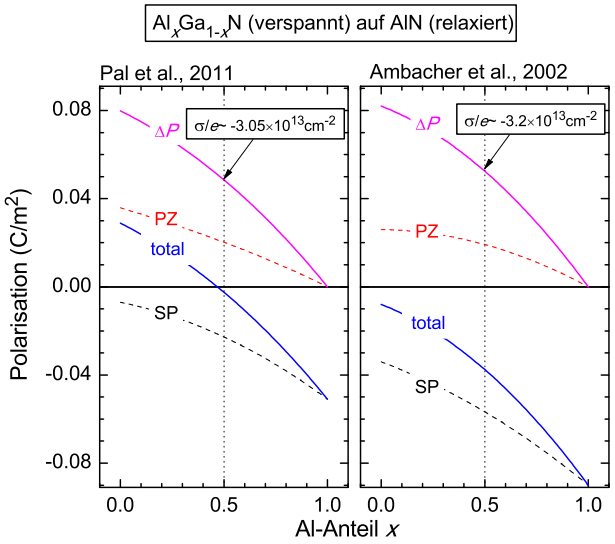


Abbildung 1.3.: Berechnungen der Polarisationskomponenten (SP und PZ), der Gesamtpolarisation (total) sowie des Polarisationssprungs (ΔP) am Übergang von verpanntem $Al_xGa_{1-x}N$ zu relaxiertem AlN als Funktion des Al-Anteils x nach Pal *et al.* [48] (*links*) und Ambacher *et al.* [41] (*rechts*).

ionisierte Dotanden und sonstige freie Ladungsträger. Dies führt zur Ausbildung von Raumladungszonen (RLZ) mit hohen elektrischen Feldern an den Übergängen in denen die Bänder entsprechend der netto wirksamen Flächenladung und ihres Vorzeichens verbogen sind [49].
Für Werte der spontanen und der piezoelektrischen Polarisation wird häufig auf die älteren theoretischen Arbeiten von Bernardini und Fiorentini verwiesen (vgl. Ref. [42, 50, 51, 52]), in denen die Werte für die spontane Polarisation zu ca. $-0{,}03\,\mathrm{C/m^2}$ für GaN und ca. $-0{,}09\,\mathrm{C/m^2}$ für AlN abgeleitet wurden. Inzwischen deuten jedoch einige experimentelle Untersuchungen [53, 36, 54] aber auch eine theoretische Ableitung von Pal *et al.* [48] darauf hin, dass insobesondere die zuerst berechneten Werte für die spontane Polarisation voraussichtlich deutlich überschätzt wurden. Für den in dieser Arbeit überwiegend betrachteten Fall von verspanntem $Al_xGa_{1-x}N$ auf relaxiertem AlN sind die Komponenten P_{SP} und P_{PZ} nach den neueren Berechnungen von Pal *et al.* [48]

$$P_{\mathrm{SP}}^{AlGaN} = \left(-0,025 \cdot x^2 - 0,019 \cdot x - 0,007\right) \mathrm{C/m^2} \tag{1.12}$$

$$P_{\mathrm{PZ}}^{AlGaN/AlN} = \left(e_{33}\varepsilon_{\perp} + 2e_{31}\varepsilon_{\parallel} + e_{311}\varepsilon_{\parallel}^2 + e_{333}\varepsilon_{\perp}^2 + e_{133}\varepsilon_{\perp}\varepsilon_{\parallel}\right) \mathrm{C/m^2} \tag{1.13}$$

und nach den älteren Berechnungen von Ambacher *et al.* [41]

$$P_{\mathrm{SP}}^{AlGaN} = \left(-0,09 \cdot x - 0,034 \cdot (1-x) + 0,021 \cdot x \cdot (1-x)\right) \mathrm{C/m^2} \tag{1.14}$$

$$P_{\mathrm{PZ}}^{AlGaN/AlN} = \left(0,026 \cdot (1-x) + 0,0248 \cdot x \cdot (1-x)\right) \mathrm{C/m^2} \tag{1.15}$$

in Abbildung 1.3 gezeigt. (Die Parameter $e_{ij}(x)$ und $e_{ijk}(x)$ in Gl. (1.13) sind dem Erratum [55] entnommen worden.) Demnach unterscheidet sich die spontane Polarisation (SP) in diesen beiden Arbeiten um eine beinahe konstante Verschiebung entlang der Polarisationsachse. Da die piezoelektrische Polarisation (PZ) im Vergleich dazu relativ

ähnliche Verläufe aufweist, wird die Gesamtpolarisation (total) hauptsächlich durch den Unterschied in der spontanen Polarisation bestimmt. Entscheidend ist nun, dass der Polarisationssprung (ΔP) dagegen für beide Berechungen nahezu identisch ist und z. B. für den Fall einer $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Grenzfläche in beiden Fällen eine Flächenladungsdichte σ/e von ca. $-3 \times 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$ voraussagt.

Dotierung Da die Bandlückenenergie im $Al_xGa_{1-x}N$-System sehr groß gegen k_BT ist, resultieren gemäß [56]

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \cdot \exp\Big(-\frac{E_g}{2k_BT}\Big) \tag{1.16}$$

N_C, N_V: effektive Zustandsdichten im Leitungs- (C) bzw. Valenzband (V), E_g: Bandlückenenergie, k_B: Boltzmann-Konstante, T: Temperatur

bei Raumtemperatur ($T = 300\,\mathrm{K}$) sehr geringe intrinsische freie Ladungsträgerkonzentrationen von ca. $10^{-10}\,\mathrm{cm}^{-3}$ für GaN bzw. $10^{-33}\,\mathrm{cm}^{-3}$ für AlN, so dass diese Materialien praktisch als Isolatoren angesehen werden könnten. Das elektrische Verhalten von $Al_xGa_{1-x}N$ wird jedoch durch unbeabsichtigte Kontamination, strukturelle Defekte oder beabsichtigte Dotierung bestimmt. Wird die extrinsische Leitfähigkeit durch freie Elektronen bzw. Löcher verursacht, so ist von n- bzw. p-Leitfähigkeit die Rede. Liegen die Ionisierungsenergien E_D bzw. E_A nah zum Leitungs- bzw. Valenzband, dann werden die Dotanden als flache Störstellen bezeichnet, die nahezu vollständig ionisiert sind. Nimmt der Abstand zum jeweiligen Band zu, sinkt die Dichte an ionisierten Störstellen [56]

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + 2 \cdot \exp\Big(\big(E_F - (E_C - E_D)\big)/k_BT\Big)} \tag{1.17}$$

$$N_A^+ = \frac{N_A}{1 + 4 \cdot \exp\Big(\big(E_A - E_F\big)/k_BT\Big)}, \tag{1.18}$$

E_F: Fermi-Energie, E_C: Leitungsbandenergie, E_D, E_A: Ionisierungsenergie Donatoren (D) bzw. Akzeptoren (A)

wobei die Faktoren 2 bzw. 4 die Entartung des jeweiligen Grundzustandes beschreiben. Die Konzentration freier Ladungsträger ist durch die Fermi-Energie gegeben und für nichtentartete Halbleiter ($N_D \ll N_C$ bzw. $N_A \ll N_V$) ist [56]

$$n = N_C \exp\big(-(E_C - E_F)/k_BT\big) \tag{1.19}$$

$$p = N_V \exp\big(-(E_F - E_V)/k_BT\big), \tag{1.20}$$

wenn die Fermi-Verteilung durch die Boltzmann-Näherung ersetzt wird.
Grundsätzlich lassen sich die Fermi-Energie und die freie Ladungsträgerkonzentration aus der Forderung nach Ladungsträgerneutralität $n + N_A^+ = p + N_D^+$ im Halbleiter anhand der Gln. (1.17) bis (1.20) grafisch (bzw. numerisch) ableiten. Dies ist in Abbildung 1.4 für den Fall einer hohen n-Dotierung $N_D \gg N_A \Rightarrow p = N_A^+ \approx 0$ für einen Halbleiter mit einer

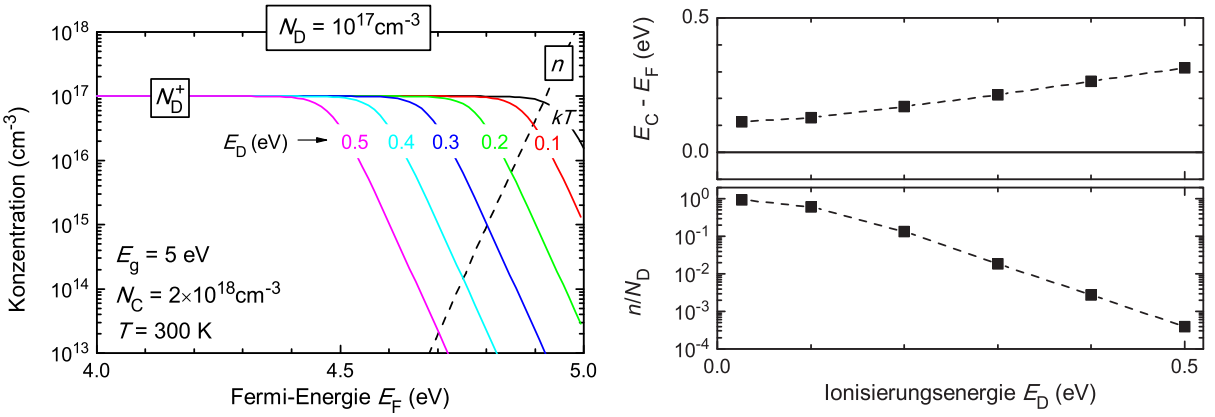


Abbildung 1.4.: Zur Erläuterung der Ionisierung von Störstellen. (a) Aus Ladungsträgerneutralität (hier: $N_D^+ = n$) lassen sich die Fermi-Energie E_F und daraus die freie Ladungsträgerkonzentration n grafisch für $N_D = 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ bestimmen. (b) Aus (a) ermittelter Abstand der Fermi-Energie vom Leitungsband (oben) und Ionisierungsgrad (unten) als Funktion der Ionisierungsenergie E_D der Störstelle.

Bandlücke von 5 eV bei $T = 300\,\mathrm{K}$ für verschiedene Ionisierungsenergien E_D gezeigt. Die Schnittpunkte der Kurven $N_D^+(E_F)$ und $n(E_F)$ aus Abb. 1.4 a sind in Abb. 1.4 b über der Ionisierungsenergie E_D bis 0,5 eV aufgetragen. Es zeigt sich, dass für $N_D = 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ der Abstand des Fermi-Niveaus vom Leitungsband von ca. 0,1 eV auf 0,3 eV steigt und der Ionisierungsgrad n/N_D stetig sinkt. Liegt das Störstellenniveau also ca. 0,2 eV unterhalb der Leitungsbandkante (tiefe Störstelle) sind in diesem Beispiel gerade einmal 10 % der Störstellen ionisiert.

Beabsichtigte und unbeabsichtigte n-Dotierung von $Al_xGa_{1-x}N$ In $Al_xGa_{1-x}N$ können gewisse Dotanden beabsichtigt oder unbeabsichtigt ins Kristallgitter eingebaut werden. Im Fall amphoterer Dotanden ist die freie extrinsische Ladungsträgerkonzentration jedoch grundsätzlich durch Kompensationsmechanismen limitiert, da solche Fremdatome, je nach besetzter Kristallgitterstelle, akzeptor- bzw. donatorartigen Charakter aufweisen können [57].
Als effizienter Donator wird am häufigsten Silizium verwendet, das auf einem Ga- oder Al-Gitterplatz (Si_{Al}) sein Überschusselektron zur Verfügung stellt [58]. Auch substitutioneller Sauerstoff auf einem N-Gitterplatz (O_N) hat donatorartigen Charakter [58]. Für GaN liegen diese beiden Donatoren sehr flach ($E_D \sim kT$ [59, 60]) unterhalb der Leitungsbandkante. Mit steigendem Al-Gehalt wurde in einer Reihe von Arbeiten jedoch ein starker Anstieg der Ionisierungsenergien von Si und O bis auf mehrere 100 meV nachgewiesen [61, 62]. Außerdem steht ab mittleren Al-Gehalten ($x > 0,5$) für beide jeweils der Übergang vom relativ flachen Donator zum metastabilen DX-Zentrum zur Debatte, was zu Kompensationseffekten und persistenter Photoleitfähigkeit führt [61].

Wird AlGaN nicht beabsichtig dotiert, liegt es häufig trotzdem mit einer gewissen n-Leitfähigkeit vor. Ursprünglich wurde für dieses Verhalten die Stickstoff-Vakanz V_N be-

trachtet, um die typischerweise sehr hohe n-Leitfähigkeit von undotiertem GaN von z. B. $1{,}8 \times 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$in HVPE GaN [18] zu erklären. Nach theoretischen Berechnungen agiert V_N zwar ebenfalls als flacher Donator in GaN, allerdings ist die Bildungsenergie dieses Defekts sehr hoch, so dass unter normalen Wachstumsbedingungen eher geringere Konzentrationen resultieren [63].
Koleske *et al.* finden in ihrem Wachstumsreaktor (MOVPE) verschiedene Quellen für Silizium [64]. Demnach sind dort die verschiedenen Ausgangsstoffe (MO-Quellen und NH_3), Quartz-Teile im Reaktor (Ga ätzt SiO_2 und es entsteht Ga_2O_3 mit Si-Ausscheidung), Si-dotiertes Material an Reaktorwänden sowie der mit SiC beschichtete Graphit-Suszeptor (Erosion von SiC unter Saphir in H_2 oder NH_3, so dass Disilan an Wachstumsoberfläche gelangt) als potentielle Quellen für die nachgewiesene Si-Kontamination undotierter GaN-Schichten zu nennen.
Auch Sauerstoff (O) gelangt als Verunreinigung in den MO-Precursogasen bzw. in Form von CO, CO_2 bzw. H_2O im NH_3-Precursor [65] oder durch das Saphirsubstrat [64] in die AlGaN-Schichten. Zudem bindet sich O an Al-reichen Oberflächen und ist somit mit steigendem Al-Gehalt zunehmend in AlGaN-Schichten zu finden [66].
Aus oben Gesagtem ist es nicht verwunderlich, dass auch Kohlenstoff (C) über den MO-Precursor TMAl (Trimethylaluminium, $Al(CH_3)_3$) sowie über die Zersetzung des SiC-beschichteten Suszeptors ins AlGaN gelangt [64]. Nach theoretischen Berechnugen [67] ist C auf einem Kationenplatz (C_{Al}) ein relativ flacher Donator. Im neutralen Zustand kann allerdings auch eine DX-artige metastabile Konfiguration angenommen werden. Auf einem Stickstoffplatz (C_N) ist Kohlenstoff hingegen ein flacher Akzeptor, hat eine geringere Bildungsenergie als C_{Al} und ist damit die wahrscheinlichere Konfiguration.

1.1.3. Optische Eigenschaften

Optische Konstanten Die im allemeinen komplexe dielektrische Funktion

$$\epsilon(\lambda) = \epsilon_1(\lambda) + i\epsilon_2(\lambda) \tag{1.21}$$

dient zur Beschreibung der optischen Eigenschaften eines Materials als Funktion der Wellenlänge λ der elektro-magnetischen Strahlung. Dabei sind Realteil ϵ_1 und Imaginärteil ϵ_2 über die Kramers-Kronig-Relation miteinander gekoppelt [68]. Mit Hilfe der dielektrischen Funktion lassen sich sowohl der Brechungsindex n_{ref} und der Extinktionskoeffizient κ, als auch der optische Absorptionskoeffizient α_{opt} eines Halbleiters ausdrücken

$$\sqrt{\epsilon} = n_{\mathrm{ref}} - i\kappa \tag{1.22}$$

$$\alpha_{\mathrm{opt}} = \frac{2\pi}{\lambda n_{\mathrm{ref}}} \cdot \epsilon_k = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \kappa. \tag{1.23}$$

Für $Al_xGa_{1-x}N$ wurde die dielektrische Funktion inzwischen schon im gesamten Kompositionsbereich mittels ellipsometrischer Spektroskopiemethoden bestimmt [69, 70, 71].

Transmission, Reflektion und Absorption Trifft eine ebene elektro-magnetischen Welle aus einem Medium 1 – z. B. Vakuum mit $n_1 = 1$ und $\kappa_1 = 0$ – senkrecht auf die

Oberfläche eines Mediums 2, z. B. einem beliebigen Halbleiter, dann wird die elektrische Feldstärke F_0 zum Teil zurück nach 1 reflektiert und teils ins Medium 2 transmittiert. Im Verhältnis zur Eingangsintensität $I_0 \propto |F_0|^2$ ergibt sich aufgrund des Reflektionsvermögens R des Übergangs die reflektierte Intensität zu $I_\mathrm{R} = R \cdot I_0$. Unmittelbar am Übergang $1 \to 2$ ist die transmittierte Intensität dann $I_\mathrm{T} = T \cdot I_0$, da das Transmissionsvermögen $T = (1 - R)$ ist. Im Beispiel ergibt sich dann

$$R = \frac{I_0}{I_\mathrm{R}} = \frac{(1-n_2)^2 + \kappa_2^2}{(1+n_2)^2 + \kappa_2^2} \quad \text{bzw. } T = \frac{I_0}{I_\mathrm{T}} = \frac{4n_2}{(1+n_2)^2 + \kappa_2^2}. \tag{1.24}$$

Im Medium 2 mit $\kappa_2 > 0$ wird gemäß dem Lambert-Beerschen Gesetz ein Teil der Photonen absorbiert, so dass die Strahlungsintensität exponentiell mit der Eindringtiefe y abnimmt

$$I_\mathrm{T}(y) = I_0 \cdot T \cdot \exp(-\alpha_\mathrm{opt} \cdot y). \tag{1.25}$$

Die sog. optische Eindringtiefe α_opt^{-1} gibt dann die Distanz, bei der die Intensität I_T der Strahlung in einem Medium auf ca. 37 % des Eingangswertes $I_0 \cdot T$ abgenommen hat.

Rekombinationsprozesse Durch die Bestrahlung des Halbleiters mit Licht werden für Photonenenergien oberhalb der Bandlückenenergie Elektronen und Löcher paarweise erzeugt, so dass im Gleichgewicht die Überschussträgerdichten für Elektronen Δn und Löcher Δp gleich sind ($\Delta n = \Delta p$). Damit erhöhen sich die Gesamtkonzentrationen für Elektronen n und Löcher p auf $n = \Delta n + n_0$ und $p = \Delta p + p_0$, wobei n_0 und p_0 die Gleichgewichtskonzentrationen ohne Bestrahlung sind. Die freien Elektronen und Löcher befinden sich jedoch zunächst im Nichtgleichgewicht mit dem jeweiligen Band und relaxieren durch Stöße sowohl untereinander als auch mit dem Gitter bis sich Quasi-Gleichgewichtsverteilungen eingestellt haben. Nach diesem, auch als Thermalisierung bezeichneten Vorgang rekombinieren die Überschussladungsträger entweder strahlend oder nichtstrahlend. Während die Überschussenergie bei der strahlenden Rekombination unter Erzeugung von Photonen freigesetzt wird (spontan oder stimuliert), sind bei der nichtstrahlenen Rekombination entweder Phononen beteiligt (Shockley-Read-Hall-Rekombination, kurz: SRH-Rekombination) oder es werden weitere freie Ladungsträger erzeugt (Auger-Rekombination). So lange im Halbleiter keine Besetzungsinversion vorherrscht, spielt die stimulierte Emission keine Rolle. Die Gesamtrekombinationsrate ist dann die Summe der Rekombinationsraten entsprechend der oben genannten Prozesse

$$R = \frac{\Delta n}{\tau_\mathrm{rec}} = R_\mathrm{SRH} + R_\mathrm{sp} + R_\mathrm{Auger}. \tag{1.26}$$

mit der effektiven Rekombinationslebensdauer τ_rec. Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit ist wegen der geringen Überschussträgerdichten Δn allerdings nur die SRH-Rekombination wesentlich, was am im Folgenden gezeigt werden soll. Dazu werden die Beiträge aus Gl. (1.26) zunächst im einzelnen vorgestellt und am Ende des Abschnitts miteinander verglichen.

Die SRH-Rekombinationsrate R_{SRH} wird durch die Wechselwirkung freier Ladungsträger mit tiefliegenden Energieniveaus E_{t}, z. B. von geladenen Störstellen, induziert und geschieht strahlungslos unter der Beteiligung von Phononen. Nach Shockley, Read und Hall [72, 73] ist die Rate dieses zweistufigen Prozesses durch

$$R_{SRH} = \frac{np - n_{\mathrm{i}}^2}{\tau_p \cdot \left(n - n_{\mathrm{i}} \cdot \exp\left[\frac{(E_{\mathrm{t}} - E_{\mathrm{i}})}{kT}\right]\right) + \tau_n \cdot \left(p - n_{\mathrm{i}} \cdot \exp\left[\frac{(E_{\mathrm{i}} - E_{\mathrm{t}})}{kT}\right]\right)} \tag{1.27}$$

gegeben mit τ_n und τ_p als Einfangzeit für Elektronen bzw. Löcher an der Störstelle, $n_{\mathrm{i}} = \sqrt{n_0 p_0}$ der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration und E_{i} dem damit verknüpften intrinsischen Fermi-Niveau. Die Lebensdauern sind vom Einfangsquerschnitt σ_{t} und der homogenen Dichte N_{t} des beteiligten Rekombinationszentrums abhängig

$$\tau_i = \frac{1}{(\sigma_{\mathrm{t},i} \cdot v_{\mathrm{th},i} \cdot N_{\mathrm{t}})} \qquad (\text{mit } i = n, p) \tag{1.28}$$

wobei $v_{\mathrm{th},i} = \sqrt{3kT/(m_i^* m_0)}$ die jeweilige thermische Geschwindigkeit bezeichnet. Damit sind die Ladungsträgerlebensdauern der Elektronen und Löcher wiederum über

$$\frac{\tau_n}{\tau_p} = \frac{\sigma_{\mathrm{t},p}}{\sigma_{\mathrm{t},n}} \cdot \sqrt{\frac{m_n^*}{m_p^*}} \tag{1.29}$$

direkt miteinander verknüpft. Der Wurzelfaktor in Gl. (1.29) liegt zwischen 0,45 für GaN und 0,83 für AlN (vgl. Tabelle A.2). Die Einfangquerschnitte $\sigma_{\mathrm{t},i}$ können jedoch wegen des elektronischen Charakters einer Störstelle stärker voneinander abweichen. Dies soll im Folgenden qualitativ erläutert werden. Geometrische Querschnitte von Atomen lassen sich aus ihren Kovalenzradien ableiten und liegen ca. bei $10^{-15}\,\mathrm{cm}^{-2}$. Je nach dem, wie groß E_{t} ist, muss bei dem Einfang z. B. eines Elektrons durch eine anziehende Coulomb-Wechselwirkung mit der Störstelle eine Energie zwischen einigen 100 meV bis zu 3 eV (also $E_{\mathrm{g}}/2$ für AlN) durch die Streuung an Phononen dissipiert werden. Ab Phononenenergien von einiger 10 meV – in $\mathrm{Al}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{N}$ sind es sogar ∼100 meV [74] – ist die *simultane* Erzeugung mehrerer Phononen allerdings eher unwahrscheinlich und optische Einfangquerschnitte lägen theoretisch sogar bei $10^{-16}\,\mathrm{cm}^{-2}$ [75]. Experimentell bestimmte Werte verschiedener Zentren in Germanium und Silizium betragen jedoch bis zu $10^{-12}\,\mathrm{cm}^{-2}$, was anhand einer *sequentiellen* Multi-Phononen-Rekombination über die angeregten Zustände der Störstelle erklärt werden kann [76]. Der Elektroneneinfang führt jedoch nicht notwendigerweise zur einer Neutralisierung oder Vorzeichenumkehr des Störstellenpotentials. Liegt also weiterhin eine für Löcher abstoßende Wechselwirkung vor, so ist der optische Einfangquerschnitt für Löcher aufgrund der damit verbundenen Energiebarriere i. A. gering. Die Emission des Elektrons aus dem Grundzustand der Störstelle in das Valenzband, also der Einfang eines Loches, hätte somit einen geringeren Querschnitt. Entsprechende Überlegungen lassen sich ebenso für Störstellen mit umgekehrtem elektronischen Charakter, abstoßend für Elektronen und anziehend für Löcher, ableiten. Gewisse Störstellen mögen ungeladene Zustände induzieren, jedoch bewirkt schon die räumliche Verzerrung des Kristallgitters aufgrund der Änderung von Bindungslängen bzw. -winkeln i. A. eine

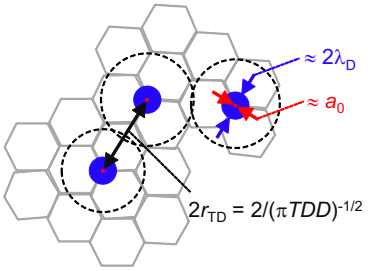


Abbildung 1.5.: Zur Veranschaulichung der Rekombination an Durchstoßversetzungen. Der Abstand der Versetzungen ist durch $2r_{\mathrm{TD}}$ gegeben. Liegt der Durchmesser des Versetzungskerns (rot) in der Größenordnung der basalen Gitterkonstanten a_0 dann ist der Durchmesser der Raumladungszone (blau) einer negativ geladenen Versetzung in etwa $2\lambda_{\mathrm{D}}$.

lokale Änderung des elektrostatischen Potentials und wirkt sich entsprechend auf freie Ladungsträger aus.

Der Einfluss von Durchstoßversetzungen auf die Bewegung von freien Ladungsträgern in GaN wird in verschiedenen Veröffentlichungen diskutiert [23, 77, 78, 79, 80]. Die Grundannahme ist hierbei, dass Linienversetzungen mit Stufencharakter akzeptorartige Zustände in der Bandlücke im GaN induzieren [81]. Zunächst können also Elektronen eingefangen werden und die Versetzung entsprechend negativ laden. Daraufhin bildet sich eine Raumladungszone um die Versetzung aus, die innerhalb einer Debye-Länge ($\lambda_{\mathrm{D}} \propto n^{-1/2}$) durch freie Elektronen abgeschirmt wird. Freie Löcher, die sich innerhalb dieses Radius befinden, werden also von der Versetzungslinie angezogen und rekombinieren nichtstrahlend mit den zuvor eingefangenen Elektronen. Bei einer gegebenen (flächigen) Durchstoßversetzungsdichte (TDD, *engl.: threading dislocation density*) wird also, wie in Abbildung 1.5 skizziert, die Diffusion von Löchern innerhalb eines Ringzylindervolumens mit äußerem Radius $r_{\mathrm{TD}} \propto 1/\sqrt{TDD}$ und innerem Radius λ_{D} betrachet, der sich die Drift im elektrischen Feld der RLZ bis zum Versetzungskern, dessen Durchmesser in etwa in der Größenordnung der basalen Gitterkonstante a_0 liegt, anschließt. Von Karpov und Makarov wurden auf Basis dieser Überlegungen analytische Ausdrücke für die Einfangzeiten τ_i von Elektronen ($i = n$) und Löchern ($i = p$) an flächig verteilten Durchstoßversetzungen aus einem Drift-Diffusions-Ansatz abgeleitet [23]

$$\tau_i = \frac{1}{4\pi D_i \cdot TDD} \times \left(\frac{2D_i}{a_0 v_{\mathrm{th},i} S} - \frac{3}{2} - \ln\left\{\pi a_0^2 \cdot TDD\right\} \right) \qquad i = n, p \tag{1.30}$$

D_i: Diffusionskonstante, TDD: Durchstoßversetzungsdichte in cm^{-2}, a_0: basale Gitterkonstante, $v_{\mathrm{th},i}$: thermische Geschwindigkeit, S: Anteil elektrisch aktiver Besetzungsstellen entlang einer Versetzungslinie

Die zugrundeliegenden Randbedingungen sind, dass Ladungsträger zu einer individuellen Versetzung innerhalb eines Zylinders mit Radius r_{TD} diffundieren, wobei die Einfangrate am Versetzungskern durch die thermische Geschwindigkeit der Ladungstäger limitiert wird.

Die spontane Rekombinationsrate in Gl. (1.26) schreibt sich mit dem bimolekularen Rekombinationskoeffizienten B

$$R_{\mathrm{sp}} = B \cdot (np - n_{\mathrm{i}}^2). \tag{1.31}$$

Der materialspezifische B-Koeffizient liegt für verschiedene direkte Halbleiter in der Größenordnung einiger $10^{-11}\,\mathrm{cm^3\,s^{-1}}$ (s. [82, Tab. 6-1, S. 111]. Für GaN auf Saphir wurde von Im *et al.* mittels zeitaufgelöster Photolumineszenz und Absorptionesspektroskopie $B \approx 2{,}4 \times 10^{-11}\,\mathrm{cm^3\,s^{-1}}$ ermittelt [83]. Jedoch ist generell zu beachten, dass bei hohen Überschussträgerdichten $\Delta n \gtrsim n_0$ keine Maxwell-Boltzmann-Statistik mehr vorliegt und deshalb zur Berücksichtigung der einsetzenden Phasenraumfüllung bei einer theoretischen Bestimmung von R_{sp} die Fermi-Dirac-Verteilung zugrunde gelegt werden muss [84, 85, 86]. Mittels DFT-Rechungen wurde für III-Nitride ein Ausdruck der Form [86]

$$B(\Delta n, T) = \frac{B_0(T)}{(1 + \Delta n/\Delta n_{\mathrm{c}})^b} \tag{1.32}$$

ermittelt, der den Bimolekularkoeffizienten $B_0(T)$ im Boltzmann-Limit (kleine Δn), welcher mit steigender Temperatur sinkt, sowie eine kritische Überschussträgerdichte Δn_{c} berücksichtigt, ab welcher die Phasenraumfüllung einsetzt (Fitparameter $b \approx 0,8...1$).
Auger-Rekombination spielt erst für sehr hohe Dotier- oder Überschussträgerkonzentrationen eine Rolle. Das liegt hauptsächlich daran, dass die Wahrscheinlichkeit eines Drei-Teilchen-Prozesses bei geringen Konzentrationen freier Ladungsträger n und p klein ist. Für solche Prozesse, bei denen Elektronen erzeugt werden (eeh), schreibt sich die Übergangsrate in Gl. (1.26)

$$R_{\mathrm{Auger}} = C \cdot (np - n_{\mathrm{i}}^2) \cdot n \tag{1.33}$$

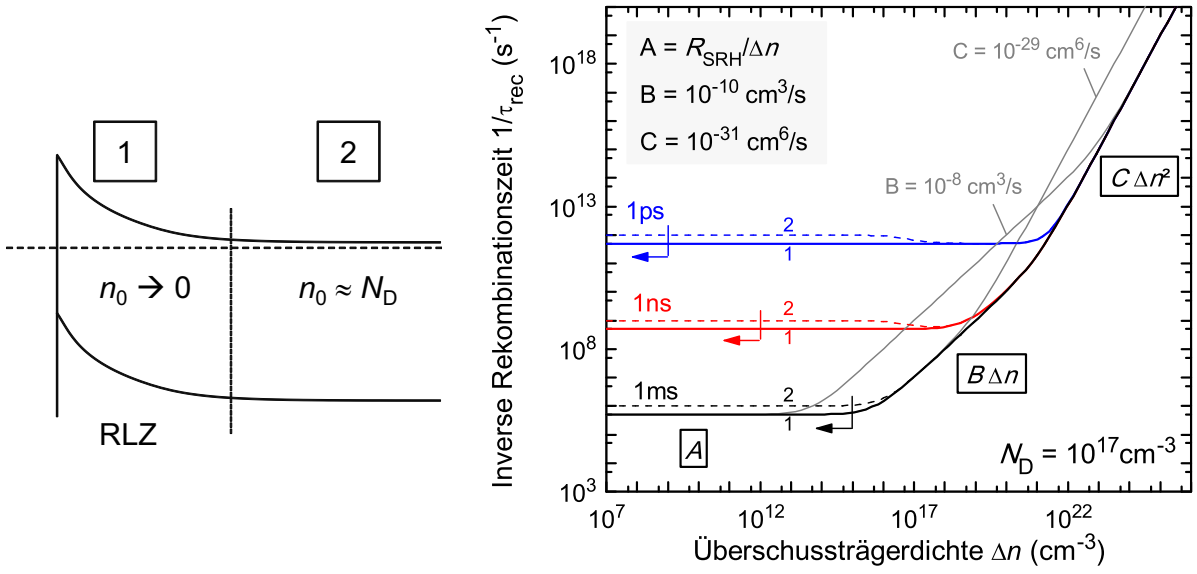
mit dem Auger-Koeffizienten C. Für Halbleiter mit kleineren Bandlücken sinkt C tendentiell mit steigender Bandlückenenergie z. B. von $10^{-26}\,\mathrm{cm^6\,s^{-1}}$ für InAs [87] über $10^{-27}\,\mathrm{cm^6\,s^{-1}}$ für GaSb [87] auf $10^{-30}\,\mathrm{cm^6\,s^{-1}}$ für GaAs [88] (vgl. [89, Abb. 3]). Für III-Nitride herrscht allerdings kein Konsens über die genaue Bestimmung von C. Werte für InGaN finden sich jedoch in der Literatur zwischen $10^{-29}\,\mathrm{cm^6\,s^{-1}}$ und $10^{-31}\,\mathrm{cm^6\,s^{-1}}$ [89, 90]. Für AlGaN wird jedoch ein weiteres Sinken von C mit steigender Bandlückenenergie vorausgesagt [91].

Es folgt ein Vergleich der bisher genannten Rekombinationsprozesse innerhalb (1) und außerhalb (2) der RLZ eines AlGaN-basierten Schottky-Kontaktes (vgl. Skizze in Abb. 1.6a). Zur Vereinfachung werden überall gleiche SRH-Einfangzeiten für Elektronen und Löcher $\tau_n = \tau_p =: \tau_{\mathrm{SRH}}$ sowie $E_{\mathrm{t}} = E_{\mathrm{i}}$ angenommen. Für n-dotiertes AlGaN gelte außerdem überall näherungsweise $n_0 \gg p_0, n_{\mathrm{i}}$. Bei optischer Anregung sind die Überschussträgerdichten Δn und Δp im Quasi-Gleichgewicht gleich groß ($\Delta n = \Delta p$), so dass die einzelnen Rekombinationsraten nach den Gln. (1.27), (1.31) und (1.33) zu

$$R_{\mathrm{SRH}} = \frac{(\Delta n + n_0)}{\tau_{\mathrm{SRH}} \cdot (2\Delta n + n_0)} \cdot \Delta n =: A \cdot \Delta n \tag{1.34}$$

$$R_{\mathrm{sp}} = B \cdot (\Delta n + n_0) \cdot \Delta n \tag{1.35}$$

$$R_{\mathrm{Auger}} = C \cdot (\Delta n + n_0)^2 \cdot \Delta n \tag{1.36}$$



(a) (b)

Abbildung 1.6.: Zur Erläuterung der unterschiedlichen Rekombinationsraten. (a) Schema des Bandverlaufs am Schottky-Kontakt. Zur Vereinfachung wird die Hintergrund-Elektronenkonzentration n_0 in der RLZ (1) vernachlässigt, während sie im feldfreien Gebiet (2) durch die Dichte der (ionisierten) Donatoren gegeben ist. (b) Nach Gln. (1.34) bis (1.37) berechnete inverse Rekombinationszeit $1/\tau_{rec}$ für drei SRH-Lebensdauern τ_{SRH} von 1 ps (blau), 1 ns (rot) und 1 ms (schwarz) in der RLZ (1, durchgezogen) bzw. im feldfreien Gebiet (2, gestrichelt). Die Raten der spontanen und der Auger Rekombination wurden zur Anschaulichkeit über Änderungen von B und C variiert (vgl. graue Linien).

vereinfacht werden können. Dies eingesetzt in Gl. (1.26) ergibt dann für die inverse Rekombinationslebensdauer den Zusammenhang

$$\frac{1}{\tau_{\mathrm{rec}}} = A + B \cdot (\Delta n + n_0) + C \cdot (\Delta n + n_0)^2, \tag{1.37}$$

der in Abbildung 1.6b für $N_\mathrm{D} = 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $B = 10^{-10}\,\mathrm{cm}^{-3}\,\mathrm{s}^{-1}$ und $C = 10^{-31}\,\mathrm{cm}^{-6}\,\mathrm{s}^{-1}$ für drei verschiedene SRH-Rekombinationszeiten τ_{SRH} doppeltlogarithmisch dargestellt ist. In allen drei Fällen ergibt sich bei geringen Δn ein konstanter Teil $\tau_{\mathrm{rec}}^{-1} = A$. Für kleine Δn unterscheiden sich jedoch die inversen Lebensdauern innerhalb der RLZ (durchgezogene Linien) und außerhalb davon (gestrichelte Linen). Dies lässt sich durch eine Fallunterscheidung zwischen Δn und n_0 aus Gl. (1.34) erklären:
In der RLZ ist $\Delta n \gg n_0$ und es gilt $A = 1/(2 \cdot \tau_{SRH})$. Im intrinsischen Bereich jedoch ist $n_0 \approx N_\mathrm{D}$ und für $\Delta n < 10^{17}\mathrm{cm}^{-3}$ ist $A = 1/\tau_{SRH}$. Für $\Delta n = N_\mathrm{D}$ sinkt A auf $2/(3 \cdot \tau_{SRH})$ und geht für $\Delta n > N_\mathrm{D}$ in $1/(2 \cdot \tau_{SRH})$ über. In der RLZ ist die SRH-Rekombination also gering, da beide Ladungsträgersorten zu gleichen Teilen vorliegen, d. h. es gibt keine ausgezeichneten Minoritäts- oder Majoritätsladungsträger. Im intrinsischen Bereich, wo für $\Delta n \ll n_0$ jedoch noch Elektronen als Majoritätsträger vorliegen, sinkt die SRH-Rate erst dann ebenfalls ab, wenn die erzeugte Überschussträgerdichte $\Delta n = \Delta p \gg n_0$ die Rolle von Minoritäts- und Majoritätsträgern aufhebt
Ist die SRH-Rekombination gering (τ_{SRH} =1 ms) wird mit steigender Überschussträger-

dichte erst der lineare Anstieg der inversen Lebensdauer τ_{rec}^{-1} aufgrund spontaner Emission (ab $\Delta n \approx 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$) und danach der quadratische Anstieg aufgrund von Auger-Rekombination (ab $\Delta n \approx 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$) erkennbar. Bei sehr hoher SRH-Rekombination (τ_{SRH} =1 ps) macht sich die spontane Emission dagegen nicht bemerkbar bis Auger-Prozesse die Gesamtrekombination dominieren.
Die Markierungen im konstanten Teil jeder Kurve geben die optisch induzierte Überschussträgerdichte Δn an, welche sich bei einer homogenen Photogenerationsrate G_{opt} von $10^{20}\mathrm{cm}^{-3}\,\mathrm{s}^{-1}$ gemäß $G_{\mathrm{opt}} = R = \Delta n/\tau_{\mathrm{rec}}$ ergibt. Dieses Maß für die experimentell vorliegende Obergrenze (daher der Pfeil nach kleinen Δn) in allen Untersuchungen dieser Arbeit, wurde unter den Annahmen eines Absorptionskoeffizienten von $\sim 10^5\,\mathrm{cm}^{-1}$ bei der Photonenenergie von 5 eV und einer experimentell vorliegenden optischen Leistung I_0 von $\lesssim 1\,\mathrm{mW\,cm}^{-2}$ gemäß Gl. (1.25) über $G_{\mathrm{opt}} = -\partial_y I_{\mathrm{T}}(y) \approx \alpha T \cdot I_0/E_{\mathrm{opt}}$ abgeschätzt. Bei solch geringer Photogeneration sind demnach für τ_{SRH} zwischen 1 ps und 1 ms sowohl die spontante Emission als auch die Auger-Rekombination vernachlässigbar.
Wären B oder C jeweils um zwei Größenordnungen höher (graue Linien) würden die Prozesse jeweils bei entsprechend kleineren Δn einsetzen und für 1 ms ergäbe sich sogar spontane Emission unter einer geringen Anregungsleistung im Experiment. Dieser Fall ist jedoch eher unrealistisch, da sowohl B als auch τ_{SRH} der Anschaulichkeit halber zu hoch angesetzt sind. Wie sich im Ergebnisteil zeigen wird, sind τ_{SRH}-Werte zwischen einigen 10 ps und 1 ns plausibel.

1.2. Metall-Halbleiter-Metall Photodetektoren

In dieser Arbeit werden die Eigenschaften von Metall-Halbleiter-Metall Photodetektoren (im Folgenden: MSM PD) untersucht. Dieser Detektortyp weist gegenüber anderen Bauformen, wie z. B. Schottky- oder pin-Dioden, einen besonders einfachen Aufbau auf (s. Abb. 1.7).

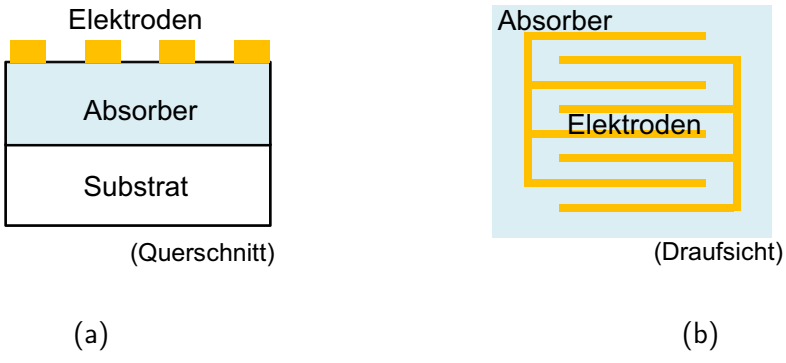


Abbildung 1.7.: (a) Querschnitts- und (b) Draufsichtsskizzen des Aufbaus eines MSM PD

Bei einem MSM PD sind demnach fingerartige Metallelektrodenpaare koplanar auf der Oberfläche einer Halbleiterstruktur aufgebracht. Bei der obersten Schicht der Halbleiterstruktur handelt es sich häufig um die photoaktive Absorberschicht.

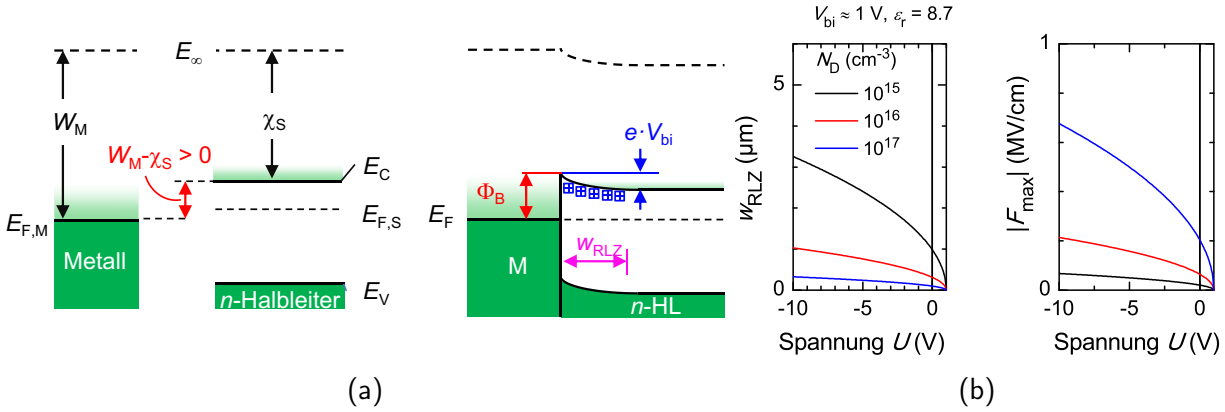


Abbildung 1.8.: (a) Zum Zustandekommen eines Schottky-Kontakts zwischen einem Metall und einem *n*-typ Halbleiter. Links: Räumlicher Bandverlauf in Metall und Halbleiter im Vakuum vor dem Kontakt. Rechts: Bandverlauf des Metall/Halbleiter-Übergangs. (b) Nach Gl. (A.11) und (A.12) mit $\varepsilon_r = 8.7$ und $V_{bi} \approx 1\,V$ berechnete Spannungsabhängigkeiten der Weite w_{RLZ} der RLZ (*links*) und des maximalen Feldstärkebetrages $|F_{max}|$ (*rechts*) bei Dotierungen N_D von $10^{15}\,cm^{-3}$, $10^{16}\,cm^{-3}$ und $10^{17}\,cm^{-3}$.

Da die Funktionsweise von MSM PD auf dem elektrischen Verhalten von Schottky-Kontakten basiert, wird im Folgenden zunächst der Stromtransport am einfachen Schottky-Kontakt erläutert. Daran schließt sich eine Beschreibung des Dunkelstromverhaltens und der externen Quanteneffizienz von MSM Photodetektoren an und am Ende dieses Abschnittes wird auf den Stand der Forschung eingegangen.

1.2.1. Schottky-Barriere und Raumladungszone

Wird ein Metall (M) in direkten Kontakt mit einem n-Halbleiter (S) gebracht (s. Abb. 1.8 a), gleichen sich die Ferminiveaus beider Materialien durch die Diffusion freier Ladungsträger über die Kontaktfläche an. Ist hierbei die Austrittsarbeit des Metalls W_M größer als die Elektronenaffinität des Halbleiters χ_S resultiert eine abrupte Energiebarriere ϕ_B für den Elektronenfluss vom Metall in den Halbleiter. Im Idealfall – ein perfekter Halbleiter ohne Oberflächenzustände sowie konstante W_M und χ_S an der Kontaktfläche (Schottky-Mott-Limit) – ist die Potentialdifferenz ϕ_B, die sog. Schottky-Barriere, durch

$$\Phi_B := e \cdot \phi_B = W_M - \chi_S \tag{1.38}$$

mit der Elementarladung e gegeben. Aus dem Halbleiter diffundieren somit freie Elektronen in das Metall bis $E_{F,M} = E_{F,S}$ ist. Die Coulomb-Wechselwirkung der dort entstandenen Elektronenanreicherung mit dem freien Elektronengas wird allerdings innerhalb der Thomas-Fermi Abschirmlänge von ca. $k_{TF}^{-1} \approx 0{,}5\,Å$ abgeschirmt. Im Halbleiter hingegen bildet sich eine positiv geladene Raumladungszone (RLZ) aufgrund der zurückbleibenden ionisierten Donatorionen aus, innerhalb derer die Energiebänder (E_C: Leitungsband, E_V: Valenzband) um das sog. Kontaktpotential $e \cdot V_{bi}$ absinken (bi: *built-in*).

Weite der RLZ und elektrische Feldstärke Für den MSM Photodetektor sind nun die Eigenschaften der im Halbleiter vorliegenden RLZ von grundlegender Bedeutung.

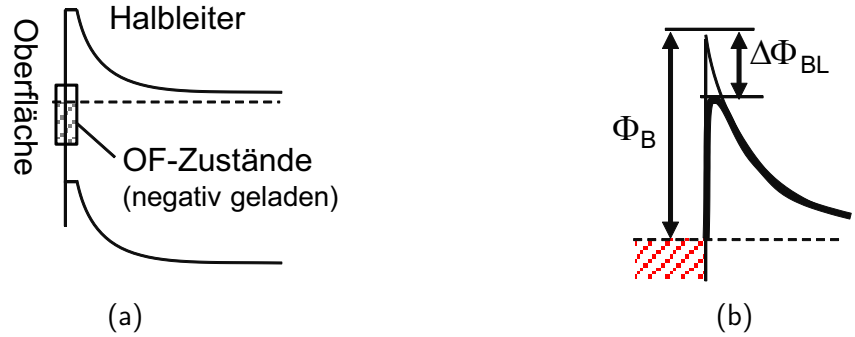


Abbildung 1.9.: (a) Fermi-Level-Pinning an der Halbleiteroberfläche. (b) Barrier-Lowering am Schottky-Kontakt. (vgl. Text)

Im Anhang A.4 werden einfache analytische Ausdrücke für die Ausdehnung w_{RLZ} der RLZ in den Halbleiter sowie den Betrag der maximalen elektrischen Feldstärke $|F_{\mathrm{max}}|$ am Kontakt über die sog. Schottky-Näherung abgeleitet. Deren Abhängigkeit von der externen Vorspannung U und der Dotierkonzentration N_{D} ist im Wesentlichen durch $w_{\mathrm{RLZ}} \propto \sqrt{(V_{\mathrm{bi}} - U)/N_{\mathrm{D}}}$ bzw. $|F_{\mathrm{max}}| \propto \sqrt{N_{\mathrm{D}} \cdot (V_{\mathrm{bi}} - U)}$ gegeben und in Abbildung 1.8 b dargestellt. Für $U < V_{\mathrm{bi}}$ nehmen beide Größen wurzelförmig mit steigender Rückwärtsspannung zu. Die RLZ ist bei niedriger Dotierung sehr weit ausgedehnt, während umgekehrt die elektrische Feldstärke gerade bei hoher Dotierung sehr hoch wird.

Fermi-Level-Pinning und Barrier-Lowering Die Halbleiteroberfläche unterscheidet sich in ihren elektronischen Eigenschaften vom Volumenmaterial. Zum einen wird die Kristallsymmetrie abrupt gestört und zum anderen lagert sich auf einer ungeschützten Oberfläche eine Vielzahl von Verunreinigungen aus der Umgebungsatmosphäre an. Beides wirkt sich auf die Bindungsverhältnisse aus und es bilden sich in den ersten nm der Oberfläche energetische Zustände innerhalb der Bandlücke aus, die von Elektronen besetzt werden können. Dadurch wird das Fermi-Niveau an der Oberfläche eines Halbleiters an diesen Zuständen festgehalten (*engl.: Fermi-level-pinning*) und es bildet sich, je nach energetischer Lage und Ladungszustand eine Verarmungs- oder Anreicherungsrandschicht für freie Ladungsträger aus (s. Abb. 1.9 a). Dies bewirkt unter Umständen starke Abweichungen der Schottky-Barrierenhöhe nach Gl. (1.38) und führt bei besonders hohen Oberflächenzustandsdichten sogar zu einer vom Metall unabhängigen Barrierenhöhe. Unabhängig davon wird die Barrierehöhe durch den sog. Schottky-Effekt beeinflusst (s. Abb. 1.9 b). Hierbei handelt es sich um eine durch Bildladungen induzierte Verringerung der Schottky-Barriere $\Delta\phi_{\mathrm{BL}}$ (BL, *engl.: barrier-lowering*) am Schottky-Kontakt. Freie Ladungsträger, die sich im Halbleiter nah am Kontakt befinden, induzieren im Metall entgegengesetzt geladene Bildladungen, so dass sich das elektrische Potential aufgrund der Coulomb-Anziehung zwischen den Ladungen erhöht und die Schottky-Barriere sinkt. Die Änderung $\Delta\phi_{\mathrm{BL}}$ hängt über

$$\Delta\phi_{\mathrm{BL}} = \sqrt{\frac{e \cdot F}{4\pi\varepsilon_{\mathrm{S}}}} \tag{1.39}$$

direkt mit der elektrischen Feldstärke F zusammen und ist somit nach Gl. (A.12) auch schon ohne eine angelegte Vorspannung vorhanden ($F(0\,\mathrm{V}) \propto \sqrt{N_\mathrm{D} V_\mathrm{bi}}$).

1.2.2. Stromfluss am Schottky-Kontakt

Zum Stromfluss am Schottky-Kontakt tragen hauptsächlich Majoritätsladungsträger (hier Elektronen) bei. Wie in Abb. 1.10 a für einen rückwärtsgepolten Schottky-Kontakt skizziert, handelt es sich hierbei zum einen um die thermionische Emission (TE) von Elektronen aus dem Metall *über* die Schottky-Barriere und zum anderen um die quantenmechanischen Tunnelprozesse thermionische Feldemission (TFE) und Feldemission (FE) von Elektronen *durch* die Barriere. Die Theorien für diese Mechanismen werden ausführlich in einer Vielzahl von Veröffentlichungen und Textbüchern beschrieben (z. B. in [92, 93] und [94]), so dass hier nur kurz auf die grundlegenden Charakteristika eingegangen wiedergegeben werden.

Thermionische Emission (TE) Bei thermionischer Emission lässt sich das Strom-Spannungs-Verhalten eines idealen Schottky-Kontaktes in Form einer Diodengleichung schreiben

$$I_\mathrm{TE} = I_\mathrm{sat} \cdot \left(\exp\left(\frac{eU}{k_\mathrm{B} T} \right) - 1 \right), \tag{1.40}$$

e: Elementarladung, I_sat: Sättigungsstrom, U: Vorspannung, k_B: Boltzmann-Konstante, T: Temperatur

wobei der Sättigungsstrom I_sat die Höhe des Stromflusses in Rückwärtsrichtung ($U < 0$) bestimmt und durch

$$I_\mathrm{sat} = A \cdot A^* \cdot T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_\mathrm{B}}{k_\mathrm{B} T} \right) \tag{1.41}$$

mit der Kontaktfläche A und der Richardson-Konstanten $A^* = 4\pi e m^* k_\mathrm{B}/h^3$ gegeben ist (m^*: effektive Elektronenmasse, h: Planck-Kontante). Eine Korrektur ist jedoch unmittelbar durch die oben beschriebene Barrierenreduktion einzubringen, so dass der Rückwärtssättigunsstrom eines Schottky-Kontaktes vielmehr durch

$$I_\mathrm{BL} = A \cdot A^* \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{1}{k_\mathrm{B} T} \left[\Phi_\mathrm{B} - \left(\frac{eF}{4\pi \varepsilon_\mathrm{S} \varepsilon_0} \right)^{1/2} \right] \right) \tag{1.42}$$

beschrieben wird. In Abbildung 1.10 b sind die nach den Gleichungen (1.40) bis (1.42) berechneten Strom-Spannungs-Kennlinien von 29 rückwärtsgepolten Schottky-Kontakten bei drei verschiedenen Dotierungen N_D gezeigt. Während ein reiner thermionischer Emissionsstrom (TE) unabhängig von der (Rückwärts-)Vorspannung und der Dotierung ist ($I_\mathrm{TE} \sim 10^{-14}\,\mathrm{A}$), nimmt ein durch Barrier-Lowering verursachter Storm (BL) dagegen mit steigender Spannung und steigender Dotierung zu.

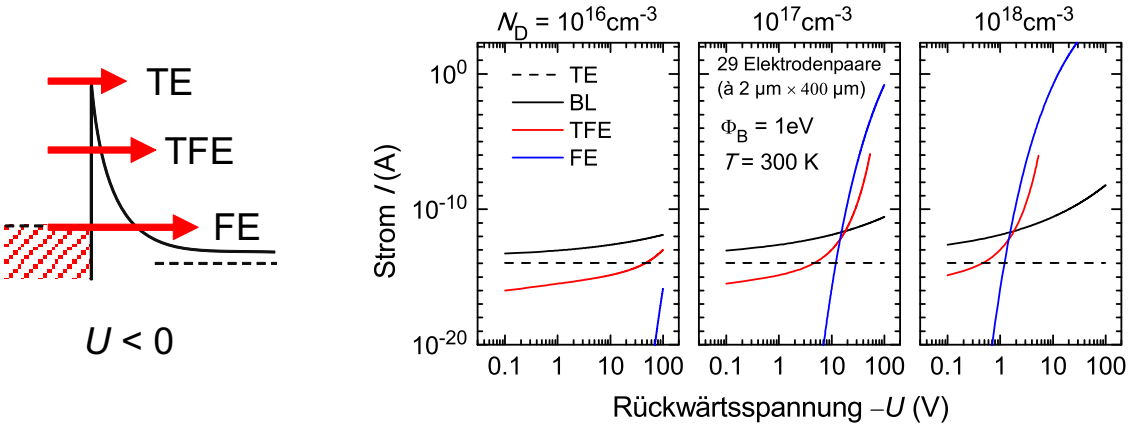


Abbildung 1.10.: Zur Erläuterung des Stromtransports am rückwärtsgepolten Schottky-Kontakt. (a) Skizze zur Veranschaulichung der Strombeiträge. (b) Nach Gln. (1.40) bis (1.44) berechnete Strom-Spannungskenninien von 29 rückwärtsgepolten Schottky-Kontakten der Gesamtfläche $A = 29 \cdot 2\,\mu\text{m} \times 400\,\mu\text{m}$ mit $\Phi_\text{B} = 1\,\text{eV}$ bei $T = 300\,\text{K}$ für drei verschiedene Dotierungen $N_\text{D} = 10^{16}\,\text{cm}^{-3}$, $10^{17}\,\text{cm}^{-3}$ und $10^{18}\,\text{cm}^{-3}$. (vgl. Text)

Thermionische Feldemission (TFE) und Feldemission (FE) Bei der thermionischen Feldemission (TFE) tunneln Elektronen einer bestimmten Energie $E_{\text{F,M}} < E < \Phi_\text{B}$ durch die Schottky-Barriere in den Halbleiter. Dieser Mechanismus stellt einen Übergangsbereich zwischen der TE und der Feldemission (FE) von Elektronen bei $E = E_{\text{F,M}}$ dar. Die Theorie für diese beiden Tunnelmechanismen wurde von Padovani und Stratton in Ref. [93] ausgearbeitet. Hatakeyama leitet in Ref. [95] analytische Ausdrücke ab

$$I_\text{TFE} = A \cdot A^* \cdot T^{1/2} \cdot F \cdot \sqrt{\frac{(e\hbar)^2\pi}{2mk_\text{B}^3}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{k_\text{B}T}\left[\Phi_\text{B} - \left(\frac{(e\hbar F)^2}{24m(k_\text{B}T)^2}\right)\right]\right) \tag{1.43}$$

$$I_\text{FE} = A \cdot A^* \cdot T \cdot \frac{\pi \cdot \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m}}{3e\hbar F}(\Phi_\text{B} - \Delta\Phi_\text{BL})^{3/2}\right)}{\left(\frac{2\sqrt{2m}k_\text{B}}{e\hbar F}(\Phi_\text{B} - \Delta\Phi_\text{BL})^{1/2}\right) \cdot \sin\left(\frac{2\sqrt{2m}\pi k_\text{B}T}{e\hbar F}(\Phi_\text{B} - \Delta\Phi_\text{BL})^{1/2}\right)}, \tag{1.44}$$

die ebenfalls in dem Zahlenbeispiel in Abbildung 1.10 b mit aufgetragen sind. Wie beim BL ist für TFE und FE die Feldabhängigkeit ($F \propto \sqrt{U}$) sehr stark ausgeprägt. Ein TFE-Strom (Gl. (1.43)) verläuft zunächst wie ein BL-Strom, überragt diesen dann bei einer, mit zunehmender Dotierung sinkenden Spannung. Ebenso wird ein reiner FE-Strom (Gl. (1.41)) erst bei hohen Dotierungen bzw. hohen Feldern gegenüber TE und TFE relevant und übersteigt diese bei ausreichend hohen Spannungen.

Es kann also festgehalten werden, dass der Gesamtstrom eines rückwärtsgepolten Schottky-Kontaktes neben der TE durch BL, TFE oder FE bestimmt wird. Dabei bestimmt die Höhe des elektrischen Feldes am Kontakt – gegeben durch Spannung und Dotierung – welcher der Mechnismen dominiert.

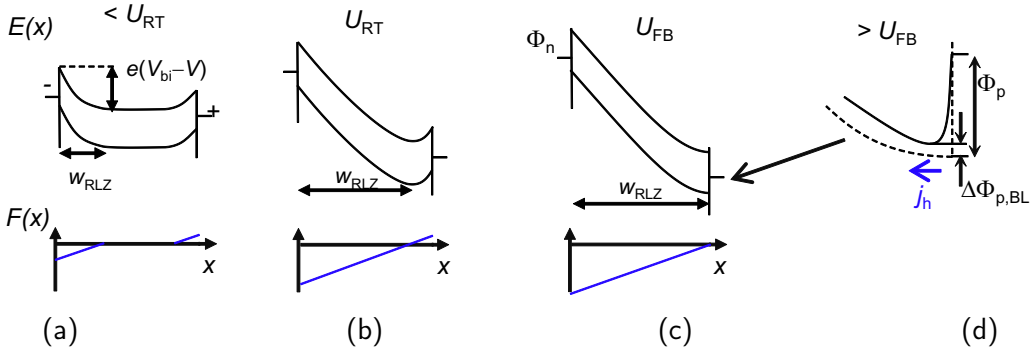


Abbildung 1.11.: Zum Dunkelstromverhalten einer MSM-Struktur. Nach Ref. [56] skizzierte Bandverläufe $E(x)$ (*oben*) und Feldprofile $F(x)$ (*unten*) einer eindimensionalen MSM-Einheitszelle (a) unterhalb bzw. (b) bei der Durchreichspannung U_{RT} sowie (c) bei der Flachbandspannung U_{FB}. (d) Oberhalb der Flachbandspannung setzt für den Fall $\Phi_p < \Phi_n$ ein Lochstrom aufgrund der (Löcher-)Barrieren-Reduktion $\Delta\Phi_{p,BL}$ ein.

1.2.3. Dunkelstrom einer MSM-Struktur

Eine MSM-Struktur besteht im Wesentlichen aus einer alternierenden Abfolge von Schottky-Kontaktpaaren, deren Strom-Spannungsverhalten im letzten Abschnitt beschrieben wurde. Für analytische Betrachtungen der Ströme in planaren MSM-Strukturen (vgl. Abb. 1.7) wird deren Geometrie häufig auf zwei oder gar nur eine Dimension reduziert. Unter Ausnutzung der Periodizität sich wiederholender Elektrodenpaare ist diese Vorgehensweise prinzipiell völlig ausreichend, um das Bauteilverhalten in seinen Grundzügen nachvollziehen zu können. Die Einheitszelle einer MSM-Struktur besteht nun aus zwei Schottky-Kontakten, die jeweils gegeneinander gepolt sind. Wird also eine Spannung zwischen den Kontakten angelegt, dann verhält sich der Kontakt auf höherem Potential wie ein vorwärtsgepolter Schottky-Kontakt, während sich jener auf niedrigerem Potential dagegen wie ein rückwärtsgepolter Schottky-Kontakt verhält, an dem beinahe die gesamte Spannung abfällt. Demnach wird der Dunkelstromfluss durch die MSM-Struktur in erster Linie durch die oben beschriebenen Mechanismen TE, BL, TFE und FE am rückwärts gepolten Kontakt bestimmt. Die Strom-Spannungs-Kennlinie einer MSM-Struktur ist somit symmetrisch um den Spannungsnullpunkt und kann im Wesentlichen durch die Gln. (1.40) bis (1.44) beschrieben werden.
Eine ausführliche Behandlung des Dunkelstroms in einer MSM-Struktur findet sich in Ref. [56] von Sze *et al.*. Dort wird unter Berücksichtigung von TE und BL anschaulich vorgeführt, dass der Betrieb eines MSM-Bauteils anhand der Ausdehnung der RLZ am rückwärtsgepolten Kontakt in unterschieldiche Spannungsbereiche eingeteilt werden kann (vgl. Abb. 1.11):

- Unterhalb der Durchreichspannung U_{RT} (Abb. 1.11 a) sind die RLZ am linken und am rechten Kontakt unterschiedlich groß und die elektrischen Felder haben unterschiedliche Richtungen.

- Der Spannungsabfall U_{RT} am linken Kontakt ist so groß, dass die entsprechende RLZ gerade bis zur rechten RLZ durchreicht (Abb. 1.11 b).

- Der Flachbandfall (Abb. 1.11 c) ist dann erreicht, wenn das elektrische Feld in der rechten RLZ komplett abgebaut ist ($E = -\partial_x F = 0$).
- Oberhalb der Flachbandspannung U_{FB} wird am rechten Kontakt zunehmend die Schottky-Barriere Φ_{p} für Löcher abgebaut (Abb. 1.11 d). Wenn diese gar geringer ist, als jene für Elektronen ($\Phi_{\mathrm{p}} < \Phi_{\mathrm{n}}$), dann kann durch die zunehmend fortschreitende Barrieren-Reduktion um $\Delta\Phi_{\mathrm{p,BL}}$ am rechten Kontakt sogar ein Minortitätsladungsträgerstrom injiziert werden.

Abgesehen vom letzten Punkt ist dieses Verhalten für das Verständnis der Photoströme in einem MSM PD von grundlegender Bedeutung. Für den Fall der koplanaren Strukturen kann in erster Näherung zunächst davon ausgegangen werden, dass sich die Ausdehnung der RLZ in lateraler Richtung (=zwischen den Elektroden) in vergleichbarer Art und Weise abspielt.

1.2.4. Photostrom und externe Quanteneffizienz eines MSM PD

Werden im Absorber einer MSM-Struktur Ladungsträgerpaare durch Photogeneration erzeugt, dann fließen interne Diffusions- und Driftströme zu bzw. in den verschiedenen RLZ. Liou *et al.* hat einfache analytische Ausdrücke abgeleitet [96], anhand derer nachfolgend das Zusandekommen des Photostroms eines MSM PD nachvollzogen werden soll (vgl. Abb. 1.12).

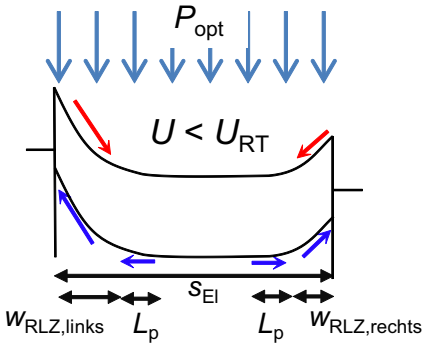


Abbildung 1.12.: Zum Photostromverhalten einer MSM-Struktur. (vgl. Text)

Photostrom Ladungsträgerpaare, die direkt in einer RLZ photogeneriert werden, werden durch das vorherrschende elektrische Feld sofort voneinander getrennt und es resultiert ein (interner) Driftphotostrom, dessen Höhe von der Photogenerationsrate G_{opt} und der Weite w_{RLZ} der RLZ abhängt [96]. Da die elektrischen Felder in den beiden RLZ einer MSM-Einheitszelle zueinander gegenläufige Driftströme bewirken, ist der im externen Stromkreis induzierte Gesamtphotostrom gerade durch die Differenz der beiden RLZ-Weiten gegeben

$$I_{\mathrm{photo}}^{\mathrm{Drift}} \propto G_{\mathrm{opt}} \cdot \left(w_{\mathrm{RLZ}}^{\mathrm{links}} - w_{\mathrm{RLZ}}^{\mathrm{rechts}}\right). \tag{1.45}$$

Weit unterhalb der Durchreichspannung U_{RT} ist der größte Teil des Bereichs zwischen den Elektroden feldfrei. Minoritätsladungsträger, die hier photogeneriert werden, erreichen die RLZ nur, wenn deren Diffusionslänge L_p ausreichend ist. Dies bewirkt einen Diffusionsphotostrom, der näherungsweise durch

$$I_{\mathrm{photo}}^{\mathrm{Diff}} \propto G_{\mathrm{opt}} \cdot L_p \cdot \tanh\left(\frac{s_{\mathrm{El}} - w_{\mathrm{RLZ}}^{\mathrm{links}}}{L_p}\right) \tag{1.46}$$

mit den Elektrodenabstand s_{El} gegeben ist (vgl. [96] und Gl. (A.32) im Anhang A.5). Ist die Diffusionslänge L_p nun sehr kurz gegenüber dem feldfreien Bereich $s_{\mathrm{El}} - w_{\mathrm{RLZ}}^{\mathrm{links}}$ wird $\tanh(x) \to 1$ und der Diffusionsstromanteil wird schließlich für $L_p \ll w_{\mathrm{RLZ}}$ zunehmend vernachlässigbar.
Unterhalb der Durchreichspannung U_{RT} hängt die Höhe des Gesamtphotostroms $I_{\mathrm{photo}}^{\mathrm{Drift}} + I_{\mathrm{photo}}^{\mathrm{Diff}}$ hängt also hauptsächlich von der Photogenerationsrate, der Ausdehnung der revers vorgespannten RLZ (ab hier auch kurz: w_U) und der Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger ab.
Ab der Durchreichspannung U_{RT} – und vielmehr noch ab der Flachbandspannung U_{FB} – fließt dann der maximal erreichbare Photostrom

$$I_{\mathrm{photo,FB}} \propto G_{\mathrm{opt}} \cdot s_{\mathrm{El}}, \tag{1.47}$$

der nur noch durch die Photogenerationsrate und den Elektrodenabstand limitiert wird. Die Photogenerationsrate beinhaltet in diesen Gleichungen den optischen Einkoppelverlust durch die Elektrodenabschattung und die Reflektion an der Halbleiteroberfläche. Da sich die RLZ unter umgekehrter Vorspannung identisch verkehrt verhalten, resultiert, wie auch beim Dunkelstrom eine symmetrische Photostrom-Spannungs-Charakteristik.

Empfindlichkeit, Linearität und externe Quanteneffizienz Bei den Gleichungen (1.45) bis (1.47) wurde vorausgesetzt, dass der Betrag des Photostroms und die optische Leistung P_{opt} zueinander linear sind

$$|I_{\mathrm{photo}}| \propto P_{\mathrm{opt}} \qquad \Leftrightarrow \qquad Rsp = \frac{|I_{\mathrm{photo}}|}{P_{\mathrm{opt}}}, \tag{1.48}$$

wobei die Proportionalitätskonstante Rsp als Empfindlichkeit eines Photodetektors bezeichnet wird. Diese vielmehr technisch relevante Größe hat die Einheit A/W. Damit die Gleichungsfolge 1.48 erfüllt ist, muss die Emfindlichkeit also unabhängig von der eingestrahlten Leistung sein.
Die externe Quanteneffizienz eines Photodetektors ist definiert als

$$EQE(\lambda, U) = \frac{\text{gemessene Ladungen}}{\text{eingestrahlte Photonen}} \tag{1.49}$$

$$= \frac{|I_{\mathrm{photo}}(\lambda, U)|/e}{P_{\mathrm{opt}}(\lambda)/E_{\mathrm{opt}}(\lambda)} = Rsp(\lambda, U) \cdot \frac{E_{\mathrm{opt}}(\lambda)}{e} \tag{1.50}$$

und damit bei gegebener Wellenlänge λ und Vorspannung U über die Empfindlichkeit $Rsp(\lambda, U)$ und die Photonenenergie $E_{\mathrm{opt}}(\lambda)$ experimentell bestimmbar.

1.2.5. Einfaches 1D-Modell für die EQE eines MSM PD

Angelehnt an ein allgemeines theoretisches Modell nach Geist *et al.* für die EQE eines PD mit einer planar durchgängigen RLZ [97, 98], wird nun ein analytischer Ausdruck für die EQE eines MSM PD hergeleitet. Grundlegend ist zunächst die Faktorisierung der EQE gemäß [98]

$$EQE(\lambda) = T_{\text{opt}}(\lambda) \cdot Y(\lambda) \cdot CE(\lambda) \tag{1.51}$$

wobei T_{opt} der Anteil der in das Bauteil an der Oberfläche transmittierten optischen Leistung, Y die Quantenausbeute und CE die Sammeleffizienz photogenerierter Ladungsträger (CE, *engl.: collection efficiency*) sind. Unter der Voraussetzung, dass pro Photonenabsorptionsprozess ein freies Ladungsträgerpaar erzeugt wird und keine Multiplikation von freien Ladungsträgern stattfindet, gilt $Y = 1$. Bei senkrechtem Lichteinfall entlang y – vgl. hierzu Abb. 1.13 – ist die CE als Integral über die gesamte Absorberschicht der Dicke t_{abs} darstellbar

$$CE = \int_0^{t_{\text{abs}}} \alpha_{\text{opt}} \cdot \exp\left(-\alpha_{\text{opt}} y\right) \cdot P(y)\ \mathrm{d}y \tag{1.52}$$

mit $P(y)$ als 1D-Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Sammlung photogenerierter Minoritätsträger innerhalb des Photodetektors. Unter Vernachlässigung der Minoritätsträgerdiffusionslänge lässt sich für $P(y)$ nun folgende Näherung anstellen

$$P(y) = \begin{cases} 1 & \text{innerhalb der RLZ} \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \tag{1.53}$$

Anschaulich fasst die CE nach Gl. (1.52) damit sowohl strukturelle als auch optoelektronische Eigenschaften einer Photodetektorstruktur zu einem Überlappintegral zwischen dem Photogenerationsprofil ($\rightarrow 1/\alpha_{\text{opt}}(\lambda)$) im PD und den feldbehafteten Bereichen ($\rightarrow w_U$) zusammen.
Im Vergleich zu einer lateral durchgängigen RLZ, wie sie im Idealfall z. B. im Schottky- oder pn-basierten PD vorhanden ist, sind in einem MSM PD zwei i. A. unterschiedlich ausgedehnte RLZ mit zweidimensionalen Feldverteilungen zu berücksichtigen. Dies wird im Folgenden sowohl für die frontseitige (FS) als auch die rückseitige (RS) Bestrahlung der Einheitszelle eines n-Typ MSM PD anhand von Abb. 1.13 erläutert.
Da die Spannung hauptsächlich nahe der negativ gepolten Elektrode abfällt [56], sollen die Vorgänge an der geerdeten Elektrode dabei vernachlässigt werden.

Frontseitige Bestrahlung Nach der Vereinfachung durch Gl. (1.53) und der Abschattung der Strahlung durch die Elektroden wird entlang der y-Richtung nur bis w_y integriert und nur der Teil w_x/d_{EZ} trägt entlang der x-Richtung zur EQE bei. Damit sich die CE nach Gl. 1.52 analytisch integrieren lässt, wird der bestrahlte Teil der RLZ im Querschnitt als quadratisch ($w_x = w_y =: w_U$) angesetzt. Diese Überschätzung trägt der Vernachlässigung von Diffusionsströmen in die RLZ teilweise Rechnung. Folglich ergibt sich die EQE für einen frontseitig bestrahlten MSM PD zu [99]

$$EQE = T_{\text{opt}} \cdot \frac{w_U}{d_{\text{EZ}}} \cdot \Big\{1 - \exp\big[-\alpha_{\text{opt}} \cdot w_U\big]\Big\}. \tag{1.54}$$

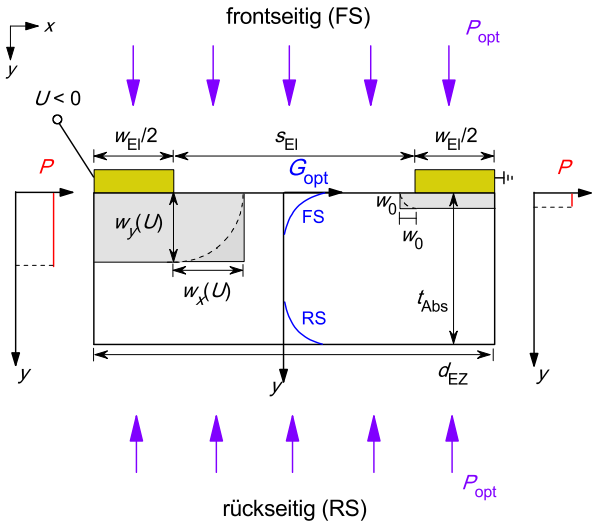


Abbildung 1.13.: Zur Ableitung der EQE frontseitig und rückseitig bestrahlter MSM PD.

Rückseitige Bestrahlung Bei rückseitiger Bestrahlung ist das Profil der Photogenerationsrate entlang der y-Achse umgekehrt zum Fall der FS-Bestrahlung. Dadurch muss die CE entsprechend neu integriert werden. Hinzukommt, dass nun keine Abschattung des optischen Signals durch die Elektroden mehr auftritt und der feldbehaftete Bereich unter der negativ vorgespannten Elektrode genutzt werden kann. Demnach muss unter Umständen aber auch die RLZ nahe der geerdeten Elektrode berücksichtigt werden. Wie schon erwähnt sind die Photoströme in den beiden RLZ unterschiedlichen Vorzeichens, so dass die EQE des rückseitig bestrahlten MSM PD generell durch einen Ausdruck der Form

$$\begin{aligned} EQE = T_{\mathrm{opt}} \cdot d_{\mathrm{EZ}}^{-1} \cdot \Big\{ &\big(w_{\mathrm{El}}/2 + w_U\big) \cdot \exp[-\alpha \cdot t_{\mathrm{abs}}] \cdot \big(\exp[\alpha \cdot w_U] - 1\big) \\ &- \big(w_{\mathrm{El}}/2 + w_0\big) \cdot \exp[-\alpha \cdot t_{\mathrm{abs}}] \cdot \big(\exp[\alpha \cdot w_0] - 1\big) \Big\} \end{aligned} \tag{1.55}$$

gegeben ist und der zweite Term für Spannungen $U > V_{\mathrm{bi}}$ wegen $w_U > w_0$ zunehmend vernachlässigbar wird.

Bei diesen analytischen Ausdrücken handelt es sich um grobe Näherungen, die für eine erste Interpretation von Messdaten oder Abschätzungen des Bauteilverhaltens sehr hilfreich sein können. Sie werden in den ersten beiden Ergebniskapiteln 3 und 4 wieder aufgegriffen und dort anhand verschiedener Messdaten eingehend diskutiert.

1.3. Stand der Forschung

Im Jahr 1997 wurden erste Ergebnisse zu GaN-basierten MSM PD mit einer EQE von 50 % bei 6 V und einem Dunkelstrom von ca. 0,8 pA bei 10 V demonstriert [100]. Für ähnliche GaN MSM PD konnte 1998 mit einem auf 2 µm reduzierten Elektrodenabstand eine 3 dB Cut-off-Frequenz von 16 GHz nachgewiesen werden [101]. Erst kürzlich wurde zudem gezeigt, dass sich solar-blinde $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$ MSM PD mit semitransparenten Ni/Au-Elektroden auch noch bei Temperaturen von 150 °C betreiben lassen [102]. Der Grund für die im Vergleich zum Raumtemperaturbetrieb leicht gesunkene EQE wird in einer Zunahme von nichtstrahlenden Rekombinationsverlusten bei höheren Temperaturen vermutet. Schließlich ließen sich 2006 auch Pt/AlN MSM PD mit einer Cut-off Wellenlänge von ca. 207 nm realisieren, die zudem bis zu einer sehr hohen Vorspannung von 200 V weiterhin nur sehr geringe Dunkelströme unter 0,1 pA aufweisen [8]. Diese Ergebnisse zeigen auf, welches grundsätzliche Potential AlGaN-basierte MSM Photodetektoren für die Entwicklung von UV-Photodetektoren für Anwendungen in den Bereichen UV-A bis UV-C haben.

Rückseitig bestrahlte und solar blinde $Al_xGa_{1-x}N$ MSM PD mit einer Peak-Wellenlänge von ca. 260 nm wurden schon um das Jahr 2000 von Yang *et al.* vorgestellt [25]. Hier wird ein Anstieg der EQE von knapp 5 % bei 4 V auf 48 % bei 100 V gezeigt, wobei der Dunkelstrom unter der experimentellen Detektionsgrenze von 20 fA bleibt. Trotz verschiedener Veröffentlichungen [26, 27, 28, 29], in denen die Ergebnisse rückseitig bestrahlter $Al_xGa_{1-x}N$ MSM PD thematisiert wurden, ergibt sich keine einheitliche Ergebnislage, so dass daraus etwa ein zusammenhängendes Bild zur Funktionsweise von MSM PD unter rückseitiger Bestrahlung generiert werden könnte. Diesem Punkt sind die ersten beiden Ergebniskapitel 3 und 4 dieser Disseration gewidmet.
Über die Auswirkungen einer Reduktion der Dichte von Durchstoßversetzungen in GaN- und AlGaN-Absorbermaterial auf verschieden präparierten ELO-Unterlagen sind für verschiedene Photodetektortypen ebenfalls einige Artikel veröffentlicht [103, 104, 105, 106, 107, 108]. Allerdings ergibt sich auch hier kein einheitlich nachvollziehbares Bild der unterschiedlichen Daten. In einigen Veröffentlichungen (z. B. [103] und [104]) werden keine direkten Angaben über die Höhe der Defektreduktion gegeben, so dass die gefundenen Resultate – überlicherweise ein „besserer“ Detektor mit einer höheren Empfindlichkeit auf ELO-Material als auf planarem Saphir – sich wieder nicht schlüssig interpretieren lassen. Und die Ursache der häufig beobachteten Photostromverstärkung in GaN MSM PD auf ELO-Substraten blieb dabei ebenfalls ungeklärt [104, 105]. Hier setzen die Untersuchungen des letzten Ergebniskapitels 5 an.

Kapitel 2.

Experimentelles

2.1. Epitaxie von AlGaN für MSM PD

Die Halbleiterschichten der in dieser Arbeit untersuchten AlGaN-basierten MSM PD wurden mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie (MOVPE, *engl.: metalorganic vapor phase epitaxy*) am FBH hergestellt. Der gesamte Epitaxieprozess beinhaltet dabei die Erstellung eines AlN/Saphir-Templates in einem ersten Wachstumsdurchlauf sowie die Abscheidung der funktionalen $Al_xGa_{1-x}N$-Absorberschicht des MSM PD in einem weiteren Wachstumsdurchlauf (vgl. Abb. 2.1). Bei den AlN/Saphir-Templates wird nun

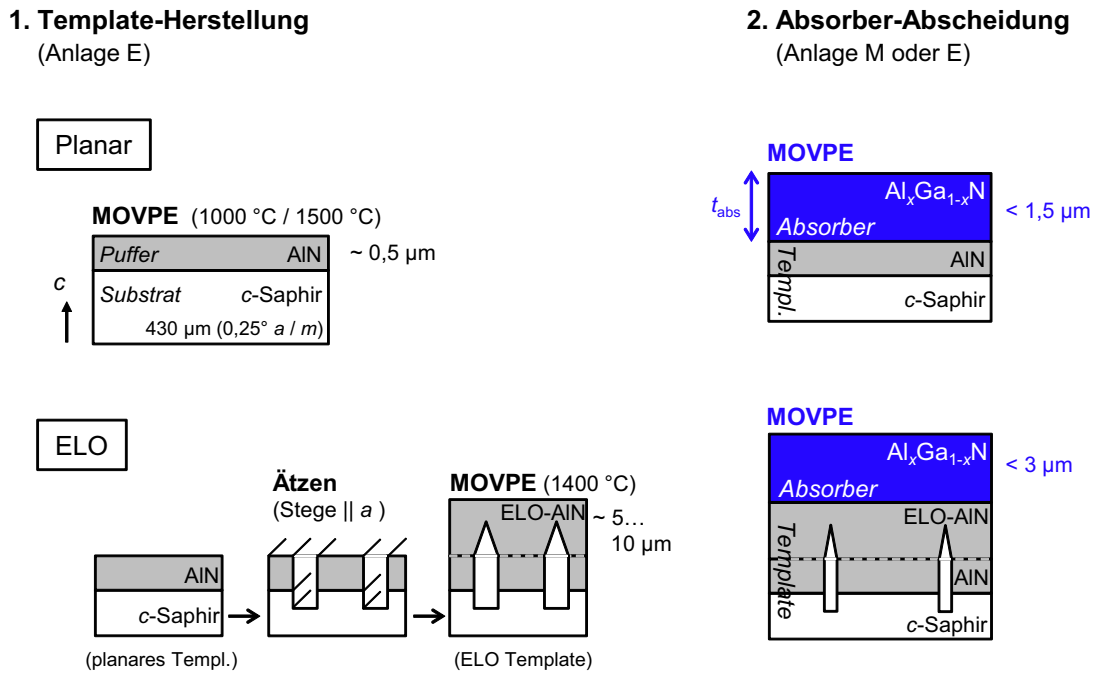


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung der Epitaxie-Prozesse zur Herstellung AlGaN-basierter MSM PD am FBH (vgl. Text).

zwischen planar gewachsenem und epitaktisch lateral überwachsenem (ELO, *engl.: epitaxially laterally overgrown*) AlN unterschieden. Dies wird ausführlich in der Dissertation von V. Küller behandelt und soll hier nur schematisch nachvollzogen werden (vgl. Ref. [109]).

Planare AlN/Saphir-Templates Allen Proben in dieser Arbeit liegt zunächst das planare Template-Design zugrunde, wie es in Abb. 2.1 oben dargestellt ist. Sämtliche AlGaN-Schichten wurden auf 430 µm dickem, c-planarem Saphir-Substrat (*c*-Saphir) mit einem Fehlschnitt von maximal 0,25° in Richtung der *a*- bzw. *m*-Achse des Saphirs hergestellt. Auf dem Substrat wird zuerst mit einer typischerweise wenige 10 nm dicken AlN-Nukleation bei einer Prozesstemperatur von ca. 1000 °C gestartet (nicht gezeigt). Bei dieser niedrigen Temperatur weisen die Al-Adatome eine sehr geringe Diffusivität auf und es bilden sich überwiegend 3-dimensionale AlN-Inseln auf dem Saphir-Substrat aus. Beim anschließenden AlN-Wachstum mit einer höheren Prozesstemperatur von knapp 1500 °C ist die Diffusivität der Al-Adatome dagegen wesentlich erhöht und es stellt sich 2-dimensionales Wachstum ein. Dadurch koaleszieren die Inseln zu einer geschlossenen Schicht und das Wachstum geht in ein Stufenflusswachstum über.
Da sich durch die Gitterfehlanpassung eine sehr hohe Dichte an Versetzungen am AlN/Saphir-Übergang ausbildet, sind i. d. R. einige 100 nm an Schichtdicke nötig, um die Versetzungsdichte an der AlN-Oberfläche wieder zu reduzieren. Insgesamt wurde eine AlN-Pufferschichtdicke unterhalb von 0,7 µm angezielt, da bei dickeren Schichten eine zunehmende Neigung zur Rissbildung besteht.

ELO-AlN/Saphir-Templates Der ELO-Prozess basiert im ersten Schritt auf einem planaren AlN/Saphir-Template, dessen Herstellung im letzten Absatz beschrieben wurde (Abb. 2.1 unten). In eine solche planare Unterlage werden bei einer Periode von 3,5 µm Gräben der Breite 1,5 µm bis zu ca. 2 µm tief bis in das Saphir-Substrat geätzt. Diese strukturierte Unterlage wird dann in einem weiteren Wachstumsschritt weiter mit AlN bei Temperaturen von knapp 1400 °C überwachsen (ELO-AlN). Nach einigen µm koalesziert das AlN, welches auf den Ätzstegen sowohl vertikal als auch lateral wächst, während parasitäre AlN-Abscheidungen in den Ätzgräben (nicht gezeigt) zunehmend an Materialnachschub verarmen. Da durch die laterale Wachstumskomponente Verspannungsenergie abgebaut wird, können auf diese Weise rissfreie ELO-AlN Templates mit bis zu 5 µm oder gar 10 µm dicken ELO-AlN Schichten erzeugt werden [109].

$Al_xGa_{1-x}N$-Absorberschichten Unabhängig vom Template-Typ wurde im 2. Schritt (Abb. 2.1) in den meisten Fällen zunächst eine ca. 25 nm dicke AlN-Anwachsschicht bei niedriger Temperatur abgeschieden (nicht gezeigt). Im Anschluss daran fand das Wachstum der funktionalen $Al_xGa_{1-x}N$-Absorberschicht statt, welche die Charakteristika des später darauf prozessierten MSM Photodetektors weitgehend bestimmt.
In den ersten beiden Ergebnisteilen dieser Arbeit (Kapitel 3 und 4) werden ausschließlich $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD auf planaren Templates untersucht. Der nominelle Aufbau dieser Proben, die sich im Wesentlichen nur durch die Absorberschichtdicke t_{abs} unterscheiden, ist im Anhang A.2 in Tabelle A.3 aufgelistet.
Im letzten Ergebnisteil (Kapitel 5) werden die Eigenschaften von $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$- MSM PD auf ELO-Templates untersucht. An gegebener Stelle wird dort dann auf die unterschiedlichen Probenstrukturen eingegangen, die ebenfalls im Anhang A.2 in Tabelle A.4 zusammengefasst sind.

2.2. Prozessierung von AlGaN-basierten MSM Detektoren

Alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten MSM Photodetektoren wurden am FBH von den Kollegen der Abteilung Prozesstechnologie prozessiert. Die dazu erforderlichen Arbeiten standen hierbei in der Verantwortung von Dr. S. Einfeldt bzw. M. Helbling. In diesem Abschnitt werden zuerst Einzelheiten zum Detektor-Design besprochen und anschließend auf den, in der Masterarbeit von M. Helbling (s. Ref. [110]) detailliert beschriebenen, Prozess-Ablauf eingegangen.

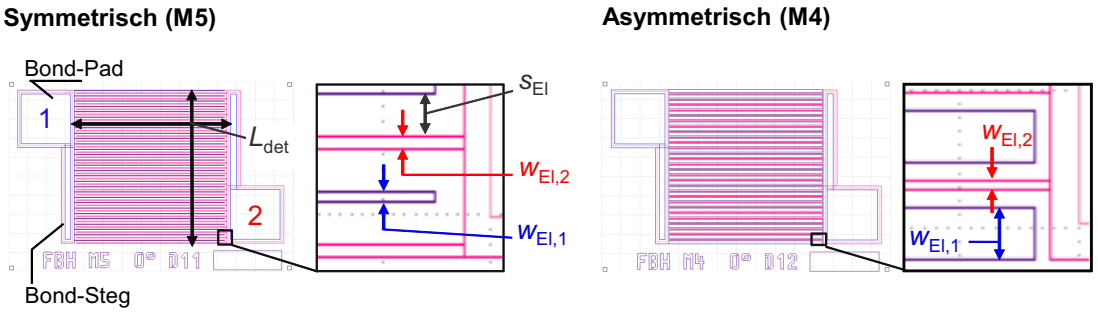


Abbildung 2.2.: Elektroden-Design eines symmetrischen (*links*, M5-Motiv) und eines asymmetrischen (*rechts*, M4-Motiv) MSM PD.

Elektroden-Design Allen Untersuchungen liegt ein, auf der Halbleiteroberfläche prozessiertes, koplanares Elektroden-Design zugrunde (Abb. 2.2). Für symmetrische Motive – hier ist das in dieser Arbeit häufig verwendete Standardmotiv M5 auf der linken Seite dargestellt – haben die Elektroden der ineinandergreifenden Elektrodenkämme identische Breiten $w_{El,1} = w_{El,2}$ von hier 2 µm und weisen einen Abstand s_{El} von hier 5 µm zueinander auf. Sie sind über Bond-Stege mit den Bond-Pads 1 bzw. 2, die der elektrischen Kontaktierung dienen, verbunden. Die aktive Detektorfläche ist nahezu quadratisch mit einer Kantenlänge L_{det} von ca. 400 µm. In Abschnitt 4.2.1 werden die Eigenschaften von symmetrischen MSM PD mit unterschiedlicher Elektrodenpaarzahl, d. h. mit unterschiedlichem Elektrodenabstand s_{El} bei sonst gleicher Geometrie, untersucht. Die Auswirkung einer asymmetrischen Elektrodenkonfiguration (Motiv M4 in Abb. 2.2 rechts), d. h. unterschiedliche Elektrodenbreiten $w_{El,1} = 4 \cdot w_{El,2}$, auf die Eigenschaften eines MSM PD werden dann im Anschluss daran in Abschnitt 4.2.2 vorgestellt. Die besprochenen Detektor-Layouts wurden im Rahmen dieser Dissertation mit der Software *Cadence*® von Cadence Design Systems Inc. erstellt.

Prozessablauf Die Prozessierung der Metallkontakte eines MSM PD beinhaltet im Wesentlichen die drei aufeinanderfolgenden Prozessebenen Lithographie, Metallisierung und Lift-Off, die im folgenden anhand Abb. 2.3 kurz erläutert werden sollen. Nach einem Reinigungsschritt wird die Probenoberfläche mit einer Negativ-Lackschicht (nLOF) beschichtet und anschließend mittels Projektionslithographie oder in Kontaktlithografie belichtet.

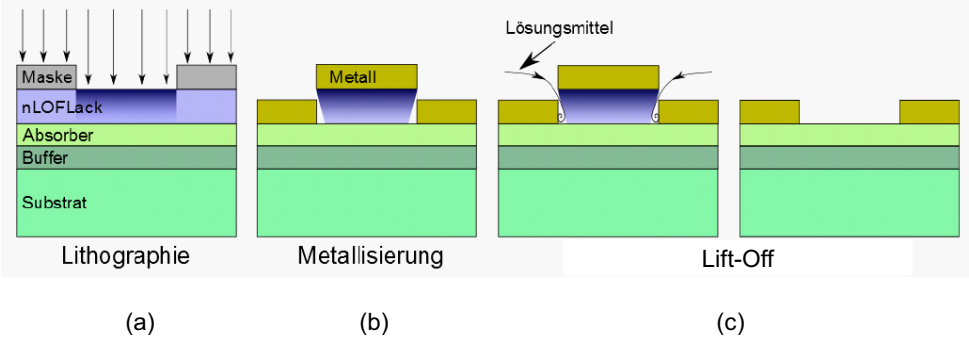


Abbildung 2.3.: Schematischer Ablauf der Prozessierung von MSM PD mittels Kontaktlithographie. (vgl. Text)

Der belichtete Teil des Lacks härtet aus (Abb. 2.3 a) und bleibt nach der anschließenden Entwicklung, bei der die unbelichteten Lackbereiche aufgelöst werden, mit einem gewissen Unterschnitt stehen (Abb. 2.3 b). Nach einem sanften Ätzschritt, der dazu dient die Oxidschicht auf der freien AlGaN-Absorberoberfläche zu entfernen, wird die benötigte Metallschichtfolge in einer Metallisierungsanlage durch Elektronenstrahlverdampfung auf der Probe aufgebracht (Abb. 2.3 b). Für die Schottky-Kontakte eines MSM PD wurde hier immer die Metallfolge Platin/Titan/Gold mit einer Gesamtdicke von ca. 0,5 µm verwendet. Durch den Unterschnitt lässt sich der restliche Lack inklusive der darauf abgeschiedenen Metallschicht bei Verwendung eines Lösungsmittels entfernen (Lift-off) und nur die Pt-basierten Elektroden bleiben auf der AlGaN-Schicht zurück (Abb. 2.3 c). Es hat sich jedoch gezeigt, dass die resultierenden Elektroden um bis zu 0,2 µm breiter ausfallen können, als nominell erwartet. Dies kann hauptsächlich auf die entstehenden Ungenauigkeiten beim Lithographieschritt, einerseits, und den Versuch, diesen durch entsprechende Korrekturen im Masken-Layout entgegenzuwirken, andererseits, zurückgeführt werden.
Für die Untersuchungen von MSM PD mit unterschiedlich metallisierten Elektrodenkämmen, den sog. a-MSM (vgl. Abschnitt 4.3), wurde der oben beschriebene Metallisierungsschritt in zwei Schritte aufgeteilt. Anstelle der Pt-basierten Schottky-Metallisierung wurde zuerst einer der beiden Elektrodenkämme als Ti/Al/Ni/Au-Metallabfolge, aufgedampft und unter N_2 für ca. 30 s bei 800 °C formiert ($\rightarrow$ Ni-basierter Kontakt Abb. 2.4). Erst danach wurde der zweite Elektrodenkamm mit der Pt-basierten Schottky-Metallisierung prozessiert. Aufgrund der resultierenden asymmetrischen Bauteilcharakteristika, wird dieser Detektor in dieser Arbeit als a-MSM PD bezeichnet.

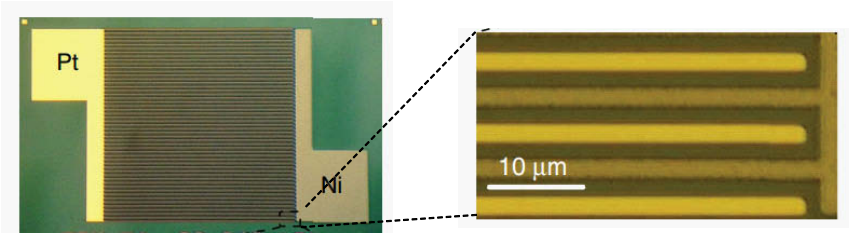


Abbildung 2.4.: Lichtmikroskopische Aufnahme des Elektroden-Designs eines a-MSM PD mit Pt-basierter (linker Elektrodenkamm) und legierter, Ni-basierter (rechter Elektrodenkamm) Metallsierung.

2.3. Charakterisierungsmethoden

In dieser Arbeit wird die Bauteilperformance AlGaN-basierter MSM Photodetektoren untersucht. Der Schwerpunkt experimenteller Untersuchungen lag damit auf der optoelektronischen Charakterisierung fertig prozessierter Detektoren. Im ersten Teil 2.3.1 dieses Abschnitts wird auf die materialanalytischen Untersuchungsmethoden Röntgenbeugung, Rasterelektronenmikroskopie und Kathodolumineszenz sowie Sekundärionenmassenspektrometrie eingegangen, deren Ergebnisse im Rahmen dieser Arbeit für die Interpretation des Bauteilverhaltens herangezogen werden. Da diese Methoden allerdings nicht zum Hauptgegenstand der Untersuchungen in dieser Arbeit gehören und zudem von darauf spezialisierten Kollegen am FBH bzw. als Auftragsmessungen durch Fremdfirmen durchgeführt wurden, wird auf zu detaillierte Darstellungen verzichtet. Dagegen wird die Photostrom-Spektroskopie im zweiten Unterabschnitt 2.3.2 als Methode zur experimentellen Bestimmung der externen Quanteneffizienz eines Photodetektors vorgestellt und ausführlich beschrieben.

2.3.1. Materialanalytische Charakterisierungsmethoden

Röntgenbeugung (XRD) Zur strukturellen Untersuchung der AlGaN-Schichten wurde die K_α-Strahlung einer Kupferanode der Wellenlänge 0,154 056 nm in einem PANalytical X'Pert Röntgendiffraktometer genutzt. Je nach Geometrie der Anordnung Röntgenquelle/Probenoberfläche/Detektor wurden hierbei bestimmte symmetrische und asymmetrische Beugungsreflexe vermessen und daraus der Al-Gehalt der Schichten abgeschätzt. Diese Größe dient im Rahmen dieser Arbeit zur ungefähren Abschätzung der Bandlücke des Materials nach Gl. (1.8).
Diese Messungen wurden von Dr. Knauer, Dr. Brunner und Dr. Küller am FBH durchgeführt und ausgewertet.

Rasterelektronenmikroskopie (REM) und Kathodolumineszenz (CL) Bei der Rasterelektronenmikroskopie werden auf 10 keV bis 20 keV beschleunigte Primärelektronen (PE) auf die untersuchte Probe eingestrahlt und die dort durch elastische und inelastische Streuprozesse erzeugten Sekundärelektronen (SE) sowie zurückgestreuten Elektronen (BSE, *engl.: back-scattered-electrons*) detektiert.
Das Signal der niederenergetischen ($\lesssim 50$ eV) SE wird oberflächennah (< 10 nm) erzeugt und liefert deshalb Informationen über die Topografie der bestrahlten Probenoberfläche. Das Signal der tiefer aus dem Absorptionsvolumen stammenden hochenergetischen (> 50 eV) BSE stammt im Gegensatz zum SE-Signal vom gesamten Streuvolumen der Probe und nimmt deshalb mit zunehmender Ordnungszahl der Streuzentren zu. Wegen der unterschiedlichen Ordnungszahlen $Z_{\mathrm{Al}} = 13$ bzw. $Z_{\mathrm{Ga}} = 31$ kann also die Rückstreuung aus Probengebieten mit unterschiedlichen Al/Ga-Verhältnissen dazu genutzt werden entsprechende Materialinhomogenitäten sichtbar zu machen. Bereiche mit höherer Kernladungszahl erscheinen dabei heller.
Bei der Bestrahlung der Probe durch Primärelektronen werden im Material auch Elektronen aus dem Valenz- ins Leitungsband angeregt. Durch strahlende Rekombination von

Elektronen und Löchern erzeugte Photonen, also die Kathodolumineszenz (KL oder CL, *engl.: cathodoluminescence*), wird dann entweder im panchromatischen (→ panCL) oder im monochromatischen (→ monoCL) Aufnahmemodus ortsaufgelöst detektiert. Da aus der bandkantennahen Lumineszenz die Bandlückenenergie des Materials nach Gl. (1.8) bestimmt werden kann, lassen sich mittels CL Informationen über Zusammensetzung, Aufbau und Homogenität des untersuchten Materials gewinnen.
Die REM- und CL-Messungen wurden von Dr. Zeimer und Fr. Lawrenz am FBH durchgeführt. Im Unterabschnitt 5.1.2 werden anhand einer CL-Analyse des Probenquerschnitts sowie Oberflächenaufnahmen Kompositionsfluktuationen innerhalb von $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschichten auf planaren und ELO AlN-Templates indentifiziert. Im darauffolgenden Unterabschnitt 5.1.3 werden darüber hinaus auch die Verteilung und die Dichte von nichtstrahlenden Durchstoßversetzungen durch die sog. *dark-spots* in CL-Aufnahmen der Probenoberfläche dieser Schichten untersucht.

Sekundärionenmassenspektrometrie (SIMS) In den AlGaN-Schichten der untersuchten Proben sind Restverunreinigungen durch Kohlenstoff, Sauerstoff und Silizium zu erwarten, welche sich prinzipiell mittels Sekundärionenmassenspektrometrie (SIMS, *engl.: secondary ion mass spectrometry*) quantifizieren lassen. Hierbei wird die Oberfläche des Probenmaterials mit Primärionen (Cs^+) bei einer Energie von $\gtrsim 10\,\mathrm{keV}$ beschossen und die dadurch abgetragenen Sekundärionen in einem Massenspektrometer analysiert. Über der Sputter-Kratertiefe auftragen ergibt sich ein Tiefenprofil der Konzentration einer bestimmten Elementspezies.
Messungen an $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN/Saphir und $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/Saphir wurden als Auftragsmessungen von der Firma RTG Mikroanalyse GmbH Berlin durchgeführt und werden in Kapitel 4.1.2 interpretiert.

2.3.2. Photostrom-Spektroskopie (PCS)

Unter den Begriff Photostrom-Spektroskopie (PCS, *engl.: photocurrent spectroscopy*) werden jene Charakterisierungsmethoden zusammengefasst, mit denen die elektrische Antwort eines optisch angeregten Materials experimentell untersucht werden kann. In dieser Arbeit ist dies die Bestimmung des Photostroms I_{photo} eines prozessierten Photodetektors als Funktion von Wellenlänge λ und optischer Leistung P_{opt} der eingestrahlten Photonen bei einer angelegten Betriebsspannung U.
In diesem Unterabschnitt wird zuerst der, im Rahmen der Promotion entwickelte, experimentelle Aufbau vorgestellt und im Anschluss daran die damit möglichen Messmodi erläutert.

2.3.2.1. Experimenteller Aufbau

Nachfolgend wird der Aufbau des PCS-Messplatzes am FBH, wie er nach mehrmaligen Umbauten und Erweiterungen ab ca. Mitte 2014 bis zum Ende der Promotion vorlag, anhand von Abbildung 2.5 detailliert erläutert.

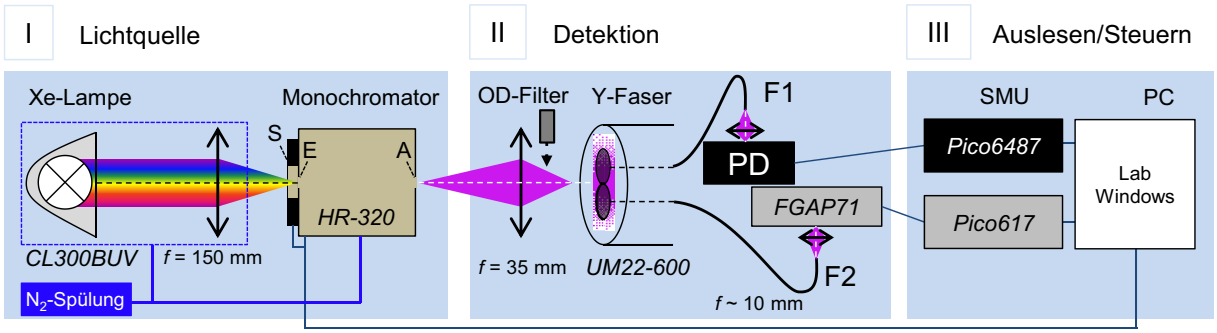


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für die Photostrom-Spektroskopie am FBH (Stand: ab Mitte 2014). (vgl. Text)

- Die Lichtquelle (I) besteht aus einer 300 W Xe-Lampe (Luxtel LLC, *CL300BUV*), deren breitbandiges Signal über einen 0,32 m Monochromator (Jobin Yvon, *HR320*) spektral zerlegt wird. Durch den parabolisch geformtem Reflektor, in dessen Brennpunkt die Gasentladung glimmt, tritt ein kollimierter Strahl aus der Lampe aus, der anschließend auf den Eingangsspalt E des Monochromators fokussiert wird. Das Monochromatorgitter ist mit der Blaze-Wellenlänge von 250 nm für den UV-C Bereich ausgelegt. Das Saphir-Fenster der Xe-Lampe gewährleistet eine geringe Absorption im UV-C und es entsteht nachweislich Ozon, welches wiederum relativ breitbandig um ca. 260 nm absorbiert. Um entsprechende Absorptionsverluste zu minimieren werden Lampe und Strahlengang sowie Monochromator zu Beginn eines Messtages mit Stickstoff geflutet und während der Messungen durch einen leichten N_2-Fluss gespült. Die spektrale FWHM-Breite des Ausgangssignals am Monochromator beträgt bei 300 Linien/mm am Gitter und 500 µm breitem Ausgangsspalt A ca. 3 nm.

- In der Detektionseinheit (II) wird zunächst das monochromatische Signal auf eine maßgefertigte optische Y-UV-Glasfaser (Thorlabs, *UM22-600*) geleitet und der Monochromatorausgangsspalt vergrößert auf den Fasereingang abgebildet, so dass die beiden Faserkerne mit je 600 µm Durchmesser gleichermaßen ausgeleuchtet sind. Damit gelangt eine vergleichbare optische Leistung sowohl auf den untersuchten Photodetektor (PD) als auch auf eine GaP-Photodiode (Thorlabs, *FGAP71*). Bei entsprechender Positionierung der Fasern F1 und F2 lässt sich in diesem Aufbau somit die frontseitige (PD an F1) und rückseitige (PD an F2) Bestrahlung eines PD bei simultaner Leistungsüberwachung am jeweils anderen Faserende realisieren. Durch eine verlängerte Gegenstandsweite werden die Faserenden schließlich über kurzbrennweitige Linsen mit $f \sim 10$ mm bei einem Abbildungsdurchmesser < 400 µm (bei $\lambda = 500$ nm) abgebildet. Der untersuchte PD wird unter dem Mikroskop über drei zueinander senkrechte Translationstische relativ zum Anregungsspot ausgerichtet (nicht gezeigt). Für nicht vereinzelte PD, die im 2"-Waferverbund vorliegen, wurde eine Probenhalterung realisiert, welche die Bestrahlung von beiden Waferseiten erlaubt. Die GaP-Photodiode ist vollständig gehäust (TO-39) und wird direkt an einem der beiden Faserenden F befestigt. Zur Variation der optischen Leistung lassen sich verschiedene Graufilter (OD-Filter, *engl.: optical density*) mit

einem Filterrad in den Strahlengang bringen. Zur Verfügung standen Filter mit den optischen Dichten $OD = 0,1;\ 0,3;\ 0,7;\ 1;\ 2$ und 3, wodurch die optische Leistung über den Faktor 10^{-OD} bis zu drei Größenordnungen variierbar ist.

- Die Auslese- und Steuerungseinheit (III) besteht aus zwei elektronischen Quellen- und Messeinheiten (SMU, *engl.: source-measurement-unit*) und aus einem PC. Beide SMU sind Picoampèremeter (Keithley, *pico6487* bzw. *pico617*) mit einer prinzipiell sehr hohen Stromempfindlichkeit. Bei guter Abschirmung aller elektrischen Leitungen und des Bauteils selbst liegt die Auflösungsgrenze im Sub-pA-Bereich. Aus praktischen Gründen wurde darauf bei einigen Messungen jedoch verzichtet und eine untere Stromauflösung von bis zu einigen pA toleriert. Der untersuchte PD wird über Kontaktnadeln kontaktiert, die über Triax-Kabel mit dem *pico6487* verbunden sind und kann mit Spannungen zwischen $\pm 505\,\mathrm{V}$ bei einer minimalen Schrittweite von 0,2 mV versorgt werden. Die GaP-Photodiode wird dagegen im Kurzschlussbetrieb ($U = 0\,\mathrm{V}$) ohne eine besondere Schirmung über das *pico617* ausgelesen. Zur Steuerung der beiden SMU, von Gitter und Shutter (S) des Monochromators sowie zur Datenaufnahme und -verarbeitung wurde eine entsprechende Routine in LabWindows$^{\mathrm{TM}}$ selbst programmiert.

2.3.2.2. PCS-Charakterisierung eines MSM PD

Die Charakterisierung von MSM Photodetektoren im oben beschriebenen PCS-Messaufbau umfasst die Aufnahme von Strom-Spannungs- sowie Strom-Leistungs-Kennlinien und Photostrom-Spektren. Das zugrundeliegende Messprinzip beruht dabei entweder auf dem Transienten-Modus oder auf dem Rampen-Modus. Dies wird im Folgenden anhand der in Abb. 2.6 gezeigten Messergebnisse eines frontseitig bestrahlten $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD exemplarisch erläutert.

Zeitlicher Verlauf des Stromes eines PD (Transiente) Da die Aufnahme der o. g. Charakteristika auf einer sequentiellen Abfolge von Einzelmessungen beruht, soll zunächst anhand von Abbildung 2.6 auf die zeitliche Änderung des Stroms im MSM PD bei einer Vorspannung von 5 V während eines Lichtpulses (I: an) bzw. davor und danach (0: aus) eingegangen werden. Vor dem Lichtpuls ($t < 5\,\mathrm{s}$) fließt ein sehr geringer und stetig sinkender Strom $I < 2\,\mathrm{pA}$. Wird die Lichtquelle eingeschaltet ($t \approx 5\,\mathrm{s}$), d. h. der Shutter des auf $\lambda = 230\,\mathrm{nm}$ gestellten Monochromators geöffnet, nimmt der Strom sofort um vier Größenordnungen zu und es stellt sich ein konstanter Strom von ca. 12,5 nA mit einer relativen Schwankung $< 4\,\%$ ein (s. Insert). Nach dem Schließen des Shutters ($t > 10\,\mathrm{s}$) fällt der Strom zuerst instantan auf unter 10 pA und sinkt anschließend wieder deutlich langsamer weiter ab. Der Stromwert kurz vor dem Öffnen des Shutters wird als Dunkelstrom I_{dunkel} definiert und Jener kurz vor dem Schließen als Beleuchtungsstrom $I_{\mathrm{illum.}}$, so dass der Photostrom aus der Differenz

$$I_{\mathrm{photo}} = I_{\mathrm{illum.}} - I_{\mathrm{dunkel}} \tag{2.1}$$

ermittelt werden kann. Wie das obere Diagramm in Abbildung 2.6 zeigt, liegt die zeitliche Differenz δt zwischen zwei aufeinanderfolgenden Strommessungen während der Messung

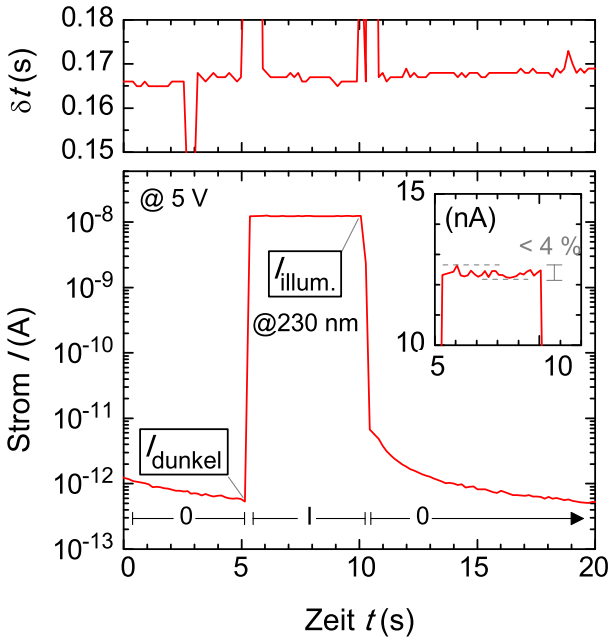


Abbildung 2.6.: Zeitliches Verhalten des Stromes im MSM PD bei Bestrahlung (I) bzw. davor und danach (0) – Insert: Die Signalvariation während der Bestrahlung liegt unter 4 %. Die zeitliche Auflösung liegt knapp unter 170 ms (*oben*).

überwiegend unter 170 ms. Nur beim Öffnen und Schließen des Shutters wird die Messung durch das automatische Umschalten des Strommessbereichs am *pico6487* etwas verzögert ($\delta t < 0{,}5\,\mathrm{s}$, ausgeblendet).

Photostrom-Spektren (Transienten-Modus) Werden bei konstanter Spannung Strom-Transienten für verschiedene Wellenlängen λ_1, λ_2 usw. auf diese Art ausgewertet (vgl. Abb. 2.7 a oben), lassen sich $I_{\mathrm{illum.}}(\lambda)$ und die jeweils dazu gehörigen I_{dunkel} generieren (Abb. 2.7 b). Bei dieser Messung im Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 180 nm betrug die Dauer Δt_i der Intervalle zwischen (i = 0) bzw. während (i = I) der UV-Bestrahlung jeweils 1 s (= 6 Messpunkte pro Intervall) und der PD wurde mit 5 V vorgespannt. Der konstante Dunkelstrom von knapp 2 pA liegt deutlich unter dem minimal gemessenen Beleuchtungsstrom von ca. 20 pA bei $\lambda = 180\,\mathrm{nm}$. Damit gibt der spektrale Verlauf $I_{\mathrm{illum.}}(\lambda)$ in diesem Fall auch direkt das Photostrom-Spektrum $I_{\mathrm{photo}}(\lambda)$ des untersuchten Photodetektors im PCS-Aufbau wieder. Während der steile Anstieg des Photostroms bei $\lambda \approx 270\,\mathrm{nm}$ auf die Eigenschaften des AlGaN-Absorbers zurückgeht, wird die abrupte Abnahme des Singals unterhalb 200 nm durch die spektrale Charakteristik der Xe-Lampe und die Transmission an Linsen und Glasfaser hervorgerufen. Erst nach Kenntnis der tatsächlich auf den PD treffenden optischen Leistung (s. Abschnitt 2.3.2.3) kann aus diesem Photostrom-Spektrum das EQE-Spektrum des Bauteils extrahiert und damit dessen Funktionsweise interpretiert bzw. modelliert werden.

Strom-Spannungs-Kennlinien (Rampen-Modus) In Abbildung 2.7 c sind die Beleuchtungs- und Dunkelstrom-Spannungs-Kennlinien des PD dargestellt. Diese wurden

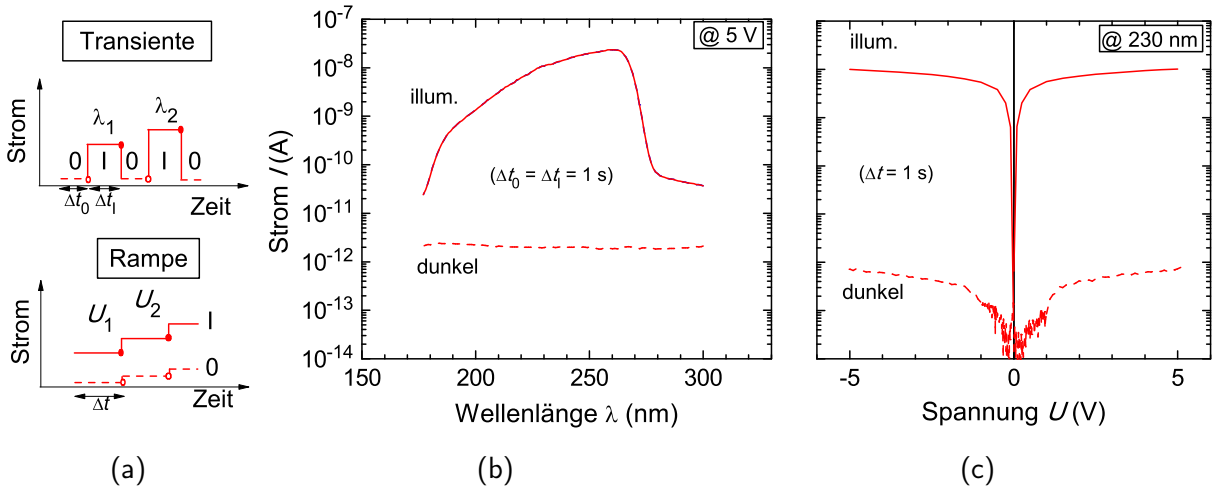
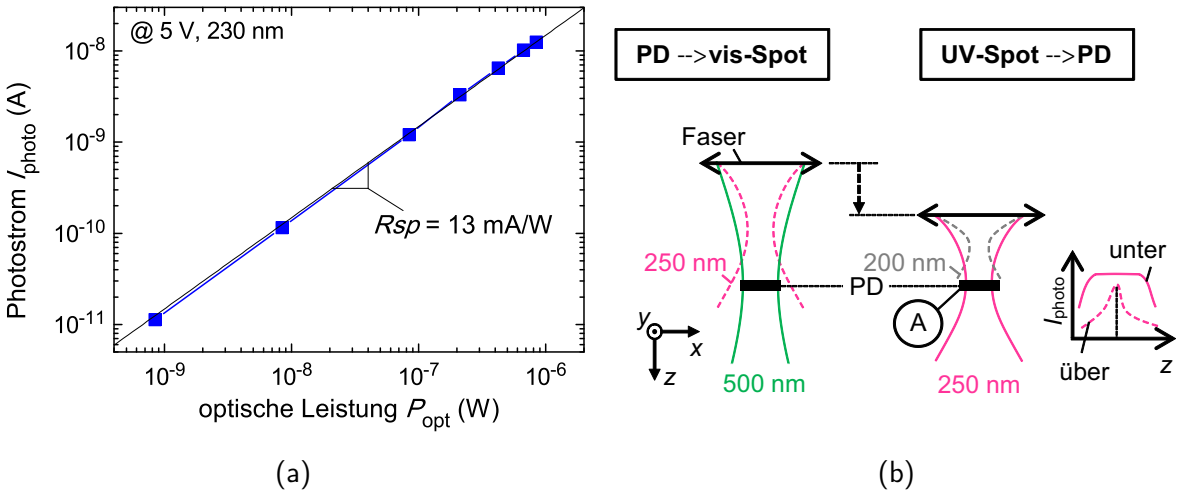


Abbildung 2.7.: Aufnahme von Photostrom-Spektren und Strom-Spannungs-Kennlinien am PCS-Messplatz. (a) Veranschaulichung der Messmodi Transiente (*oben*) und Rampe (*unten*). (b) Im Transienten-Modus aufgenommener Beleuchtungs- und Dunkelstromverlauf bei 5 V für verschiedene Wellenlängen λ_1, $\lambda_2, \ldots$ ($\rightarrow$ Spektrum). (b) Im Rampen-Modus aufgenommener Beleuchtungs- und Dunkelstromverlauf bei verschiedenen Spannungen U_1, $U_2, \ldots$ ($\rightarrow$ Kennlinie).

separat anhand von sog. Spannungsrampen ermittelt (vgl. Abb. 2.7 a unten). Hierbei wird der jeweilige Strom bei einem Spannungspunkt U_1 vor dem Umschalten nach U_2 aufgenommen. Die ermittelten Kennlinien verlaufen, wie für einen idealen MSM PD erwartet, symmetrisch um den Spannungsnullpunkt und Strom und Spannung haben immer das gleiche Vorzeichen (hier sind die absoluten Strombeträge halblogrithmisch aufgetragen). Gemäß der oben erläuterten Transiente (Abb. 2.6) hat die kurze Intervalldauer Δt von 1 s keinen Einfluss auf die Höhe des Bestrahlungsstroms, da dieser während eines Spannungsplateaus konstant bleibt. Die gezeigte Dunkelstrom-Kennlinie ist dagegen aufgrund der Stromabnahme in jedem Spannungsintervall grundsätzlich verzerrt. Für die in dieser Arbeit gezeigten Messungen war eine Erhöhung von Δt, und damit der Gesamtmessdauer einer Kennlinie, jedoch nicht zielführend, weil zumeist der viel größere Beleuchtungsstrom im Fokus der Untersuchungen stand. Zur Grundcharakterisierung wurde jedoch immer eine Dunkelstrom-Kennlinie mit aufgenommen, damit ein Schätzwert für die Dunkelstrom-Obergrenze vorlag.

Photostrom-Leistungs-Kennlinien In Abbildung 2.8 a ist die Photostrom-Leistungs-Kennlinie des MSM PD bei einer Vorspannung von 5 V und einer Wellenlänge von 230 nm gezeigt. Die einzelnen Messpunkte wurden aus Strom-Transienten bei unterschiedlichen Leistungen ermittelt. Hiefür wurde die bei dieser Wellenlänge maximal verfügbare optische Leistung von ca. 0,8 µW anhand der Graufilter (OD-Filter) reduziert. Auf die Bestimmung der eingestrahlten optischen Leistung im PCS-Messaufbau wird im nächsten Abschnitt genauer eingegangen. In der gezeigten Messung ergibt sich über drei Größenordnungen ein linearer Zusammenhang zwischen Photostrom und Leistung, wobei die Steigung von $13\,\mathrm{mA\,W^{-1}}$ nach Gl. (1.48) der Empfindlichkeit *Rsp* des PD entspricht.



(a) (b)

Abbildung 2.8.: (a) Strom-Leistungs-Kennlinie eines MSM PD bei 5 V und 230 nm – die Steigung zwischen Photostrom und optischer Leistung entspricht gerade der Empfindlichkeit *Rsp* des Detektors. (b) Schema zur Probenjustage. PD→vis-Spot: Zunächst wird der PD relativ zum sichtbaren Fokus des Spots bei einer Wellenlänge von 500 nm in der *x*, *y*-Ebene ausgerichet. UV-Spot→PD: Danach wird der Fokus des UV-Signals bei 250 nm entlang der *z*-Achse zum PD hin verschoben und das Photostrom-Signal überwacht. Wird der PD dabei überstrahlt (unterstrahlt) ergibt sich dabei ein schmaler (breiter) Bereich maximalen Photostroms über der *z*-Koordinate.

2.3.2.3. Probenjustage und Leistungskalibrierung

Um die externe Quanteneffizienz eines Photodetektors nach Gl. (2.3) abzuschätzen, wird neben dem Photostrom auch die auf den PD eingestrahlte optische Leistung P_{opt} benötigt. Es muss also zum einen die optische Leistung am Ausgang der Glasfaser abgeschätzt werden, und zum anderen muss festgestellt werden, ob sie bzw. wieviel von ihr tatsächlich auf die aktive Fläche des PD trifft.

Probenjustage In Abbildung 2.8 b sind die im PCS-Messaufbau nötigen Schritte zur Probenjustage eines im UV-C empfindlichen MSM Photodetektors mit einer Kantenlänge L_{det} von 400 µm schematisch dargestellt. Im ersten Schritt (PD→vis-Spot) wird der sichtbare Anregungsfleck ($\lambda = 500$ nm) scharf auf der Probenoberfläche abgebildet und der PD relativ dazu zentriert positioniert. Wegen chromatischer Aberrationseffekte sind Bildgröße und -weite des Lichtflecks jedoch wellenlängenabhängig. Wird die aktive Fläche des PD nun, wie in der Abbildung angedeutet, vom grünen Lichtfleck gerade vollständig ausgeleuchtet, dann wird er in der bisher eingestellten Position bei einer kürzeren Wellenlänge von 250 nm in diesem Aufbau überstrahlt und es geht Leistung verloren (gestrichelt). Deshalb wird die Faser im zweiten Schritt (UV-Spot→PD) in *z*-Richtung verschoben, bis der den PD durchfließende Photostrom maximal ist. Wird der PD dabei stark unterstrahlt (bzw. überstrahlt) ergibt sich ein breiter (bzw. schmaler) Bereich, der zur optimalen Ausrichtung der Strahltaille zum Detektor dient. Auf diese Weise einjustiert, wird der PD bei noch kürzeren Wellenlängen (z. B. 200 nm) wieder überstrahlt (grau gestrichelt). Dies wird schließlich dadurch korrigiert, dass der UV-C Bereich anhand eines kalibrierten $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD mit der Kantenlänge von 400 µm ausgemessen wird.

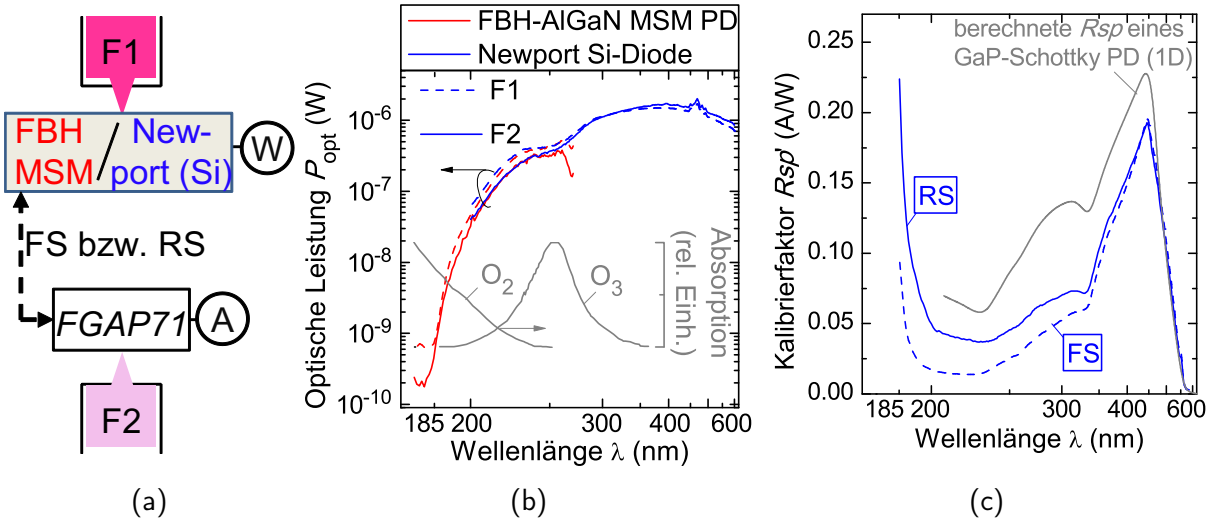


Abbildung 2.9.: Zur Leistungskalibrierung des PCS-Messplatzes. (a) Während der Leistungsmessung (W) an Faser F1 durch kalibrierte Photodetektoren – FBH MSM PD bzw. Newport Si-Photodiode – wird die an Faser F2 austretende optische Leistung als Photostrom (A) durch die Monitordiode *FGAP71* gemessen. Diese Anordnung gilt der Bestimmung eines Kalibrierfaktors für die FS-Bestrahlung von MSM PD. Für die RS-Bestrahlung werden die Detektoren entsprechend umgekehrt positioniert (gestrichelter Doppelpfeil). (b) Optische Leistung der Messanordnung hinter den Fasern F1 bzw. F2. Insert: Absorptionsbanden von O_2 [111] und O_3 [112] innerhalb des Messbereichs unter 300 nm. (c) Der Kalibrierfaktor *Rsp'* setzt den Strom in der Monitordiode *FGAP71* am einen Faserende zur optischen Leistung am anderen Faserende, an welchem der zu untersuchende Detektor positioniert ist, in Beziehung. Demnach gibt es für die FS- und die RS-Bestrahlung von MSM PD an Faser F1 bzw. F2 zugehörige Kalibrierspektren, deren Verlauf dem berechneten *Rsp*-Spektrum einer GaP-Schottky-Photodiode sehr ähnlich ist (grau).

Leistungskalibierung Hinter dem Monochromator wird das optische Signal in zwei Faserkerne eingekoppelt, die als separate Faserenden F1 und F2 im Aufbau nutzbar sind. Wie in Abbildung 2.9 a skizziert, kann dadurch der zeitliche Verlauf der Strahlungsleistung an einem der beiden Faserenden, z. B. an F2, über den Photostrom der GaP-Photodiode (*FGAP71*) überwacht werden, während der zu untersuchende PD – hier z. B. ein kalibrierter FBH MSM PD oder ein Si-Powermeter – über das andere Ende F1 bestrahlt wird. In dieser Arbeit ist dies die Messanordnung für die frontseitige (FS) Bestrahlung eines MSM PD. Die rückseitige (RS) Bestrahlung wird in umgekehrter Anordnung (F2 von unten am MSM PD und F1 an *FGAP71*) durchgeführt.
In Abbildung 2.9 b sind die mittels der zwei kalibrierten Photodetektoren gemessenen Spektren der optischen Leistung P_{opt} an den beiden Faserenden F1 und F2 gezeigt. Die Daten des großflächigen Si-basierten PD (Newport, Powermeter 1918-R) gehen im UV-C Bereich direkt in jene des am FBH hergestellten $Al_{0,5}Ga_{0,5}N/AlN$ MSM PD[1] über. Letzterer wurde bei 5 V betrieben und, wie oben beschrieben, bei einer Wellenlänge von 250 nm in den Strahlengang einjustiert. Im Übergangsbereich ist ein deutlicher Leistungsabfall von einigen µW bei 300 nm bis in den nW-Bereich bei ca. 190 nm erkennbar. Es ist davon auszugehen, dass dieser einerseits durch die spektralen Charakteristika von Xe-Lampe und sonstigen optischen Komponenten im PCS-Aufbau hervorgerufen wird. Andererseits wird

[1]Dieser MSM PD wurde im Rahmen einer Auftragsmessung durch die PTB kalibriert.

sehr kurzwelliges Licht durch molekularen Sauerstoff O_2 in unzureichend effektiv oder nicht N_2-gespülten Teilen des Strahlengangs stark absorbiert (s. Insert) [111]. Letzteres erklärt auch das Einsacken der Leistung bei ca. 260 nm, da das entstehende (und auch nachgewiesene) Ozon O_3 genau dort eine Absorptionsbande aufweist [112].

Anhand des simultan mit aufgezeichneten Photostromsignals durch *FGAP71* an der jeweiligen Überwachungsfaser lässt sich ein Kalibrierspektrum

$$Rsp'_{ji}(\lambda) = \frac{|I^{FGAP71}_{\text{photo},j}(\lambda)|}{P_{\text{opt},i}(\lambda)} \tag{2.2}$$

bestimmen, das die optische Leistung an der einen Faser i mit dem Photostrom in der Monitordiode *FGAP71* an der anderen Faser j verknüpft. Dieses Spektrum ist in Abbildung 2.9 c für die FS- und die RS-Messanordnung aufgetragen und weist eindeutig die spektrale Charakteristik eines GaP-basierten Schottky PD[2] auf. Der starke Anstieg unterhalb 200 nm ist darauf zurückzuführen, dass der kalibrierte MSM PD, wie bereits erwähnt, aufgrund seiner Kantenlänge 400 µm zunehmend überstrahlt wird (s. Abb. 2.8 b). Dieser Überstrahlungsverlust schlägt sich ebenfalls im kurzwelligen Bereich des Leistungsspektrums $P_{\text{opt}}(\lambda)$ in Abb. 2.9 b nieder, tritt bei der großflächigen GaP-Photodiode *FGAP71* jedoch nicht auf, so dass $Rsp'(\lambda)$ entsprechend zunimmt.
Bei der optischen Charakterisierung von solar-blinden MSM PD ist damit die chromatische Aberration im kurzwelligen Bereich nicht mehr relevant, solange diese Detektoren ebenfalls eine Kantenlänge von 400 µm haben und bei 250 nm im PCS-Messaufbau einjustiert werden.

Externe Quanteneffizienz Anhand der in Abbildung 2.9 c gezeigten Kalibrierspektren $Rsp'(\lambda)$ lässt sich schließlich aus den experimentell ermittelten Photoströmen des untersuchten PD und der Monitordiode *FGAP71* die externe Quanteneffizienz des PD berechnen

$$EQE_{\text{PD},i}(\lambda, U) = \frac{|I^{\text{PD}}_{\text{photo},i}(\lambda, U)|}{|I^{FGAP71}_{\text{photo},j}(\lambda)|} \cdot Rsp'_{ji}(\lambda) \cdot \frac{E_{\text{opt}}}{e}, \tag{2.3}$$

wobei das entsprechende Kalibrierspektrum nach Gl. (2.2) für den FS- bzw. den RS-Bestrahlungsmodus berücksichtigt werden muss.

[2] Die Empfindlichkeit wurde anahand Gl. (1.54) ermittelt. Dabei wurde $w(U)/d_{\text{EZ}} = 1$ gesetzt, eine vertikal um 2,5 µm ausgedehnte RLZ angenommen, und das Vorhandensein einer semi-transparenten Metallschicht vernachlässigt ($T_{\text{opt}} \approx T_{\text{Luft/GaP}}$). Die Daten der optischen Kontanten von GaP stammen aus Ref. [113].

2.4. Simulation der Charakteristika von AlGaN-basierten MSM PD mit ATLAS

Vergleiche zwischen theoretischer Erwartung und experimentell bestimmten Bauteilcharakteristika liefern das Fundament zur Interpretation der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse. Dadurch können die verwendeten Modelle überprüft oder angepasst und die Entwicklung eines Bauteils zielgerichet vorangetrieben werden.
Im Rahmen dieser Arbeit wird dazu einerseits das analytische Modell aus Abschnitt 1.2.5 herangezogen, das auf der Summation einzelner eindimensionaler Berechnungen der (eindimensionalen) Sammeleffizienz CE basiert und entsprechend als 1D-Modell bezeichnet werden soll. Andererseits wurden numerische Berechnungen mit der Simulationssoftware ATLAS von Silvaco angestellt [114], bei denen die zweidimensionale Geometrie von MSM PD vollständig berücksichtigt wird ($\rightarrow$ 2D-Modell). Im vorliegenden Abschnitt werden Einzelheiten der in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen AlGaN-basierter MSM Photodetektoren mit ATLAS vorgestellt.

Überblick: 2D-Modellierung mit ATLAS Zunächst wird eine geeignete Rechendomäne aus dem Querschnitt des MSM Detektors erstellt und ein passendes Knotenpunktgitter (Mesh) generiert. Dann werden die elektrischen Materialeigenschaften, wie z. B. das Band-Alignment, mit dem BLAZE-Modul simuliert und anschließend die Poisson-Gleichung und die Kontinuitätsgleichungen zusammen mit den Transportgleichungen (s. Anhang A.3) unter Einbeziehung des Drift-Diffusions-Transportmodells auf diesem Gitter gelöst. Dabei kommen verschiedene physikalische Modelle zur Beschreibung der Eingangsparameter zum Einsatz. Sämtliche Materialparamter können eigenhändig vorgegeben oder aus Datenbanken gewählt werden. Strahlführung und optische Materialparameter werden schließlich über das LUMINOUS-Modul in die Rechnungen implementiert und damit ein Profil der Photogenerationsrate erstellt. Nach einer Initiallösung des Systems kann dann ein beliebiger Spannungspunkt im Rampen-Modus angefahren werden, wobei eine Strom-Spannungs-Kennlinie entsteht, um dann ein Beleuchtungsstrom-Spektrum über eine Wellenlänge-Rampe bei fester Spannung zu berechnen. Neben den resultierenden Strömen an den Bauteilkontakten können auch die 2D-Daten sämtlicher physikalischer Größen an einem beliebigen Spannungspunkt gespeichert werden.

2.4.1. Eingangsstruktur

Allen Berechnungen in dieser Arbeit liegt prinzipiell die in Abbildung 2.10 dargestellte Eingangsstruktur zugrunde. Die gezeigte Simulations-Einheitszelle eines AlGaN-basierten MSM Detektors umfasst ein halbes Elektrodenpaar und die darunter liegene Halbleiterschichtfolge. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt am linken Rand der Struktur zwischen Elektrode und oberster Halbleiterschicht, wobei die x-Achse nach rechts und die y-Achse nach unten gerichet sind. Eine virtuelle z-Achse zur Berechnung flächebezogener Größen, wie z. B. optische Intensität oder die Stromdichte, zeigt in die xy-Ebene hinein. Der Ursprung, der senkrecht auf den MSM gerichteten Lichtquelle, befindet sich sowohl für FS- als auch für RS-Bestrahlung in 0,1 µm Entfernung.

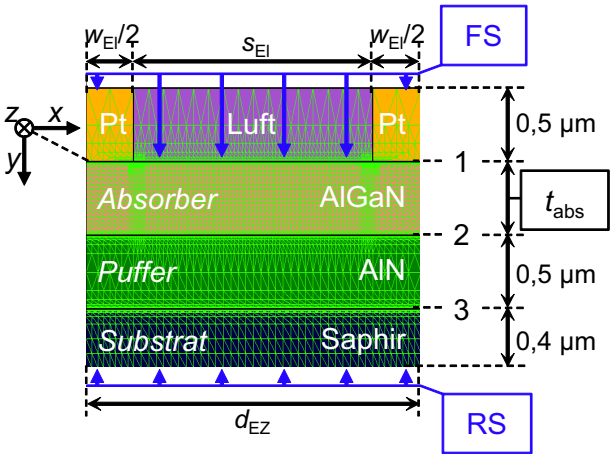


Abbildung 2.10.: Beschreibung der Simulations-Einheitszelle. (vgl. Text)

Die vertikale Auflösung des Rechenpunktgitters (grün in Abb. 2.10) wurde an den Grenzflächen 1, 2 und 3 auf 1 nm, 0,5 nm und 1 nm über je eine Distanz von 10 nm gesetzt. Aufgrund der Bündelung elektrischer Feldlinien in der Nähe von Elektrodenkanten wurde auch dort die Punktdichte etwas erhöht. Ein solar-blinder AlGaN-basierter MSM-PD, auf dem der Schwerpunkt in dieser Arbeit liegt, besteht aus der folgenden vertikalen Schichtfolge: Zwei, durch Luft voneinander getrennte 0,5 µm dicke Pt-Elektroden, eine $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorberschicht der Dicke t_{abs}, eine 0,5 µm AlN-Pufferschicht und ein 0,4 µm dicker Ausschnitt des Saphir-Substrats. Das eigentlich 430 µm dicke Saphir-Substrat wurde in den Rechnungen als nichtabsorbierender Isolator betrachtet, der außer der Reflektion an seinen Grenzflächen keinen bedeutenden Einfluss auf die Ergebnisse hat.
Beim symmetrischen M5-Motiv haben die beiden halben Elektroden eine Breite von jeweils $w_{El}/2 = 1\,\mu m$ bei einem lateralen Abstand von $s_{El} = 5\,\mu m$, so dass sich eine Einheitszelle der Breite $d_{EZ} = 7\,\mu m$ ergibt. Die virtuelle Ausdehnung der Struktur in z-Richtung beträgt 400 µm, entsprechend der Kantenlänge L_{det} des MSM PD.
Diese Struktur bildet den Ausgangspunkt der Untersuchungen innerhalb des ersten Ergebnisteils (Kapitel 3). Im zweiten Ergebnisteil (Kapitel 4) werden dann gewisse Abweichungen hiervon untersucht, d. h. die Änderung der Absorberschichtdicke (Abschnitt 4.1.1), ein inhomogenes Dotierprofil (Abschnitt 4.1.2) sowie eine asymmetrische Elektrodengeometrie (Abschnitt 4.2.2.1).

2.4.2. Verwendete Modelle und Parameter

Die Eingangsgrößen zur Simulation werden durch gängige, in ATLAS implementierte Modelle beschrieben. Einige $Al_xGa_{1-x}N$-spezifische Materialparamter, wie z. B. Gitterkonstanten, die Bandlückenenergie oder die spontane Polarisation, werden in BLAZE anhand einer in x linearen oder quadratischen Interpolation zwischen den in Ref. [39] vorgeschlagenen Werten für GaN und AlN abgeleitet (s. Tab. A.2). Allen Rechnungen liegt eine Gittertemperatur von 300 K zugrunde.
Im Folgenden werden die hier relevanten Modelle und Parameter etwas genauer erläutert.

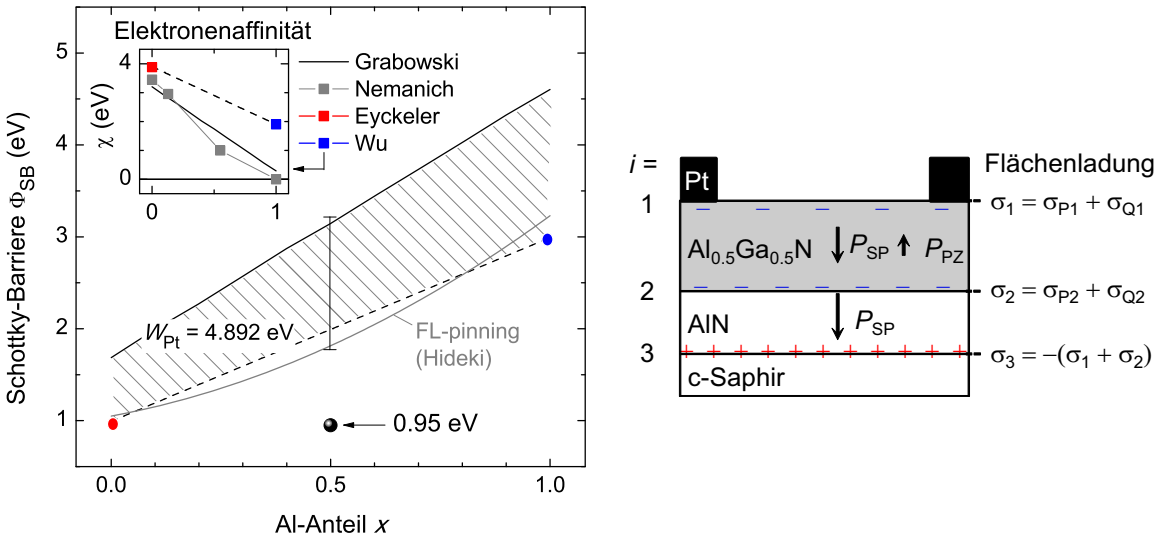


Abbildung 2.11.: (a) Schottky-Barrierenhöhe Φ_{SB} in $Al_xGa_{1-x}N$. Die Literaturdaten der Elektronenaffinität (Insert) stammen aus den Arbeiten von Grabowski *et al.* [115], Nemanich *et al.* [116], Eyckeler *et al.* [117] und Wu *et al.* [118]. Ein empirisches Modell von Hideki *et al.* [119] mit Berücksichtigung des Fermi-Level-Pinnings im Bardeen-Limit ist ebenfalls mit angegeben. (b) Veranschaulichung der polarisationsinduzierten Ladungen σ_i an den verschiedenen Materialübergängen (Index i) innerhalb der Simulations-Einheitszelle (vgl. Text).

Schottky-Kontakt Tunnelströme und barriereverringernde Effekte, also Bildkraft- bzw. Dipolwechselwirkungen am Pt/AlGaN-Übergang, wurden vernachlässigt, so dass lediglich eine konstante Schottky-Barriere in die Simulation eingeht. In Abbildung 2.11 ist die Höhe der Schottky-Barriere $\Phi_{SB}(x)$ der Kombination von Platin, mit einer Austrittsarbeit von $W_{Pt} = 4{,}892\,\text{eV}$ [120], und $Al_xGa_{1-x}N$ als Funktion des Al-Anteils x dargestellt. Der gestrichelte Bereich leitet sich aus den im Insert gezeigten Daten der Elektronenaffinität $\chi(x)$ ab, die mittels Röntgen- bzw. UV-Photoemissions-Spektroskopie [115, 116, 117, 118] ermittelt wurden. Ebenfalls mit eingezeichnet ist der Verlauf nach einem empirischen Modell von Hideki *et al.* [119], in welchem das Fermi-Level-Pinning durch Oberflächenzustände mit berücksichtigt wird. Für $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ liegt Φ_{SB} demnach innerhalb einer Spanne zwischen 1,7 eV und 3,1 eV. Da Berechnungen mit solch hohen Barrieren i. d. R. nicht zuverlässig konvergierten, wurde die Barrierenhöhe auf 0,95 eV festgesetzt.

Bandparameter Neben den Werten für die Bandlückenenergien von $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ und AlN (s. Tab. A.2) wurde die in Ref. [1] vorgeschlagene Valenzband-Diskontinuität ΔE_V von 0,85 eV für GaN/AlN verwendet, um den Bandverlauf am $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Heteroübergang zu beschreiben. Einer linearen Interpolation entsprechend teilt sich dann die Bandlückendifferenz ΔE_g von ca. 1,68 eV gemäß $\Delta E_C/\Delta E_g \approx 0,7$ und $\Delta E_V/\Delta E_g \approx 0,3$ auf.

Dotierung Die generelle n-Leitfähigkeit nicht dotierter $Al_xGa_{1-x}N$-Schichten wird in den Rechnungen durch eine konstante Dichte vollständig ionisierter Donatoren N_D be-

rücksichtigt. Diese, vor dem Hintergrund der Ausführungen in Abschnitt 1.1.2, grobe Näherung erweist sich jedoch als ausreichend. Die Werte für N_D lagen, abhängig von der Probe und von den verwendeten Modellen, zwischen $1 \times 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ und $2 \times 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$. In Abschnitt 4.1.2 wird darüber hinaus noch der Einfluss einer Si-Kontamination an der AlGaN/AlN-Grenzfläche in Form einer gaußförmigen Dotierungsinhomogenität untersucht.

Polarisations- und defekt-induzierte Flächenladungen Da es sich bei den Templates um Al-polares AlN auf Saphir handelt [121], sind die $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorberschichten ebenfalls Al- bzw. Ga-polar. Weiter werden AlN als relaxiert und $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ als kompressiv verspannt betrachtet, so dass sich die Komponenten der makroskopische Polarisation in den Schichten, wie in Abbildung 2.11 b anhand von Pfeilen schematisch dargestellt, ergeben [44].
Anhand der Materialparameter in Ref. [39] ergibt sich im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorber eine spontane Polarisation $P_\mathrm{SP} = -0{,}055\,\mathrm{C\,m}^{-2}$ und eine piezoelektrische Polarisation $P_\mathrm{PZ} = +0{,}021\,\mathrm{C\,m}^{-2}$, während im AlN-Puffer nur eine spontane Polarisation von $-0{,}081\,\mathrm{C\,m}^{-2}$ resultiert. Durch die Polarisationssprünge an den unterschiedlichen Materialübergängen (Index i) wird dort nach Gl. (1.11) jeweils eine gebundene Flächenladung $\sigma_{\mathrm{P}i}$ induziert. Diese beträgt an der Oberfläche des AlGaN-Absorbers $\sigma_\mathrm{P1} = -e \cdot 2{,}12 \times 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$ bzw. an dessen Grenzfläche mit AlN $\sigma_\mathrm{P2} = -e \cdot 2{,}93 \times 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$ und ist in Abb. 2.11 b durch „–“-Zeichen angedeutet. An der Grenzfläche AlN/Saphir ergibt sich eine positive Flächenladung von $\sigma_3 = +e \cdot 5{,}05 \times 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$. Zusätzlich wurde auch eine defekt-induzierte Ladung $\sigma_{\mathrm{Q}i}$ angesetzt, um mögliche Kompensationseffekte zu beschreiben (s. Unterabschnitte 3.3.1.2 und 3.3.1.3). Die gesamte Flächenladungsdichte beträgt also

$$\sigma_i = \sigma_{\mathrm{P}i} + \sigma_{\mathrm{Q}i} = (1 - \gamma_i) \cdot \sigma_{\mathrm{P}i}, \tag{2.4}$$

wobei zur einfacheren Handhabung bei der Anpassung an die Messdaten der Kompensationsfaktor $\gamma_i = -\sigma_{\mathrm{Q}i}/\sigma_{\mathrm{P}i}$ definiert wurde. Bei den Anpassungen von Rechendaten an die Verläufe der Messkurven wurde der Kompensationsfaktor γ_i zwischen 0 (keine Kompensation) und 1 (vollständige Kompensation) variiert.

Beweglichkeit Die Abhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeiten von der elektrischen Feldstärke wurde durch die in ATLAS implementierten Modelle *chen.p* und *gansat.n* berücksichtigt. Das Modell *chen.p* von Chen und Wang [122] beschreibt die Löcherbeweglichkeit μ_p als Funktion der elektrischen Feldstärke $\mathcal{E}$ in Form eines analytischen Ausdrucks nach Thomas [123]

$$\mu_p(\mathcal{E}) = \mu_{p,0} \cdot \left(1 + \left(\frac{\mu_{p,0} \cdot \mathcal{E}}{v_{\mathrm{sat},p}}\right)^{\beta}\right)^{-\frac{1}{\beta}} \tag{2.5}$$

mit der Kleinfeldbeweglichkeit $\mu_{p,0}$, der Sättigungs-Driftgeschwindigkeit $v_{\mathrm{sat},p}$ und einem empirischen Parameter β, der an die Daten einer Monte-Carlo Simulation für undotiertes GaN angepasst wurde.

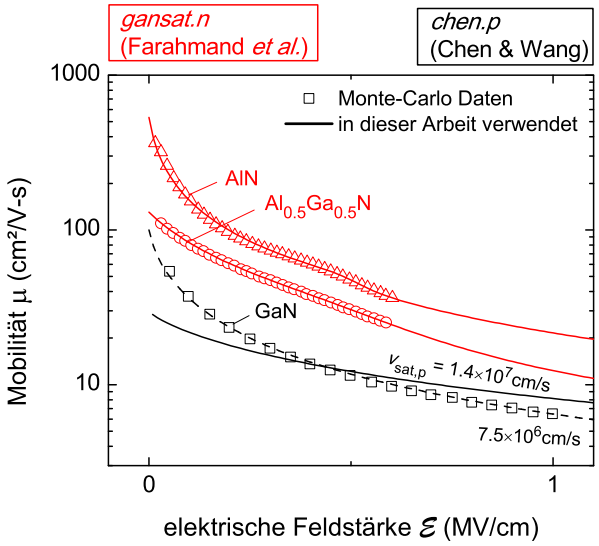


Abbildung 2.12.: Feldstärkeabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeiten – Elektronen (rot) und Löcher (schwarz) – in AlN und $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ nach den in ATLAS implementierten Modellen *gansat.n* und *chen.p* (vgl. Text). Für Löcherbeweglichkeiten in AlN und $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ wurde jeweils der für GaN-Material angegebene Parametersatz (durchgezogen) verwendet und bei der Anpassung zwischen Messung und Rechnung entsprechend variiert. Der gestrichelte Verlauf entspricht dabei jenem der originalen Literaturdaten in Ref. [122] mit einer Sättigungsgeschwindigkeit $v_{\mathrm{sat,p}}$ von $7{,}5 \times 10^6\,\mathrm{cm/s}$.

Ebenso handelt es sich beim *gansat.n*-Modell für die Elektronenbeweglichkeit μ_n nach Farahmand *et al.* um Anpassungen eines analytischen Ausdruck der Form

$$\mu_n(\mathcal{E}) = \frac{\mu_{n,0} + v_{\mathrm{sat},n} \cdot (\mathcal{E}^{n_1-1}/\mathcal{E}_c^{n_1})}{1 + a \cdot \left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_c}\right)^{n_2} + \left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_c}\right)^{n_1}} \tag{2.6}$$

an Monte-Carlo Simulationen bei verschiedenen Al-Anteilen [124]. Neben den Anpassungsparametern a, n_1, n_2 und $\mathcal{E}_c$ beschreiben $\mu_{n,0}$ die Kleinfeldmobilität der Elektronen und $v_{\mathrm{sat},n}$ deren Sättigungsdriftgeschindigkeit.
In Abbildung 2.12 sind die Beweglichkeiten von Elektronen (rot) in $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ und AlN und von Löchern in GaN (schwarz) bis zu einer Feldstärke von $\sim 1\,\mathrm{MV\,cm^{-1}}$ aufgetragen. Für Elektronen stimmen die Verläufe der Monta-Carlo Daten (Symbole) mit den für Gl. (2.6) vorgeschlagenen Parametersätzen (Linien) überein. Für Löcher gibt es diesbezügliche eine Abweichung, die allerdings erst nach sämtlichen Anpassungen der vorliegenden Arbeit aufgefallen ist: Die Monte-Carlo Daten aus Ref. [122] lassen sich durch Gl. (2.5) nicht, wie im ATLAS-Parametersatz angegeben, mit einer Sättigungsgeschwindigkeit von $1{,}4 \times 10^7\,\mathrm{cm\,s^{-1}}$ darstellen, sondern mit $v_{\mathrm{sat},p} = 0{,}75 \times 10^7\,\mathrm{cm\,s^{-1}}$ (gestrichelt). Dieser Unterschied wirkt sich jedoch nicht auf die in dieser Arbeit getroffenen Aussagen aus. Vielmehr hat $\mu_{p,0}$ einen entscheidenden Einfluss auf die Anpassungen gehabt, so dass die Messdaten in den Kapiteln 3 und 4 am besten durch einen Wert von $30\,\mathrm{cm^2\,V^{-1}\,s^{-1}}$ für $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ und AlN reproduziert werden. Verglichen mit $100\,\mathrm{cm^2\,V^{-1}\,s^{-1}}$ für GaN ist der geringere Wert für $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ durchaus sinnvoll, da hier die Streuung von Löchern in einem inhomogenen Potential aufgrund von Legierungsfluktuationen [124] auftritt.

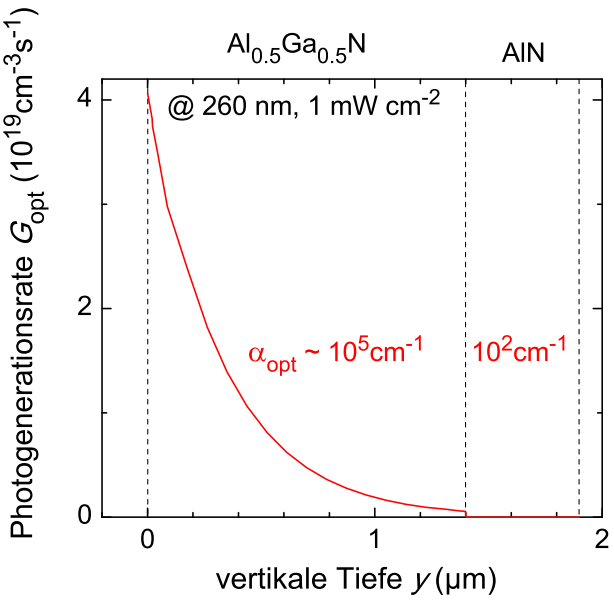


Abbildung 2.13.: Berechnete Photogenerationsrate G_{opt} innerhalb einer 1,4 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorberschicht und der darunterliegenden AlN-Pufferschicht unter FS-Bestrahlung bei 260 nm und 1 mW/cm^2.

Photogeneration Wie im Experiment erfolgt die Bestrahlung des MSM PD in der Simulation parallel zur Oberflächennormalen. In LUMINOUS wird dann die Photogenerationsrate in den verschiedenen Schichten des Bauteils nach

$$G_{\text{opt}}(\lambda, x, y) = \frac{I_{\text{opt}}}{E_{\text{opt}}(\lambda)} \cdot T_{\text{opt}}(\lambda, x) \cdot \alpha_{\text{opt}}(\lambda) \cdot \exp\big(-\alpha_{\text{opt}}(\lambda) \cdot y\big) \tag{2.7}$$

für jeden Punkt (x, y) des Rechenpunktgitters bestimmt. Hier bezeichnen $I_{\text{opt}}(\lambda)$ die Intensität und $E_{\text{opt}}(\lambda)$ die Energie der Photonen, $T_{\text{opt}}(\lambda, x)$ das Transmissionsvermögen und $\alpha_{\text{opt}}(\lambda)$ den optischen Absorptionskoeffizienten des betrachteten Materials. Gemäß der experimentell ermittelten optischen Leistungen im sub-µW Bereich (s. Abb. 2.9 b) wurde für die Simulationen eine wellenlängenunabhängige optische Intensität I_{opt} von 1 mW cm^{-2} festgesetzt ($I_{\text{opt}} = P_{\text{opt}}/L_{\text{det}}^2$), damit vergleichbare Verhältnisse vorliegen. In Kapitel 3.1.2 werden die in dieser Arbeit verwendeten optischen Konstanten $n_{\text{ref}}(\lambda)$ und $\alpha_{\text{opt}}(\lambda)$ aus ellipsometrischen Daten von M. Röppischer (s. Ref. [70]) und EQE-Spektren (s. Ref. [99]) abgeleitet, anhand derer ebenfalls $T_{\text{opt}}(\lambda, x)$ festgelegt ist. Für Saphir und Platin wurden entsprechende Datensätze aus ATLAS verwendet.
In Abbildung 2.13 ist das Profil der Photogenerationsrate innerhalb einer 1,4 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorberschicht und der darunter liegenden AlN-Pufferschicht bei einer Wellenlänge von 260 nm und einer optischen Intensität von 1 mW cm^{-2} gezeigt. Aufgrund des hohen Absorptionskoeffizienten von AlGaN ($\sim 10^5$ cm^{-1}) ist G_{opt} nach Gl. (2.7) zunächst sehr hoch und sinkt exponentiell mit der Probentiefe y. Nach einem Reflektionsverlust an der Grenzfläche zum AlN ist die optische Generation dort aufgrund sehr geringer Absorption ($\sim 10^2$ cm^{-1}) innerhalb der Bandlücke sehr gering.

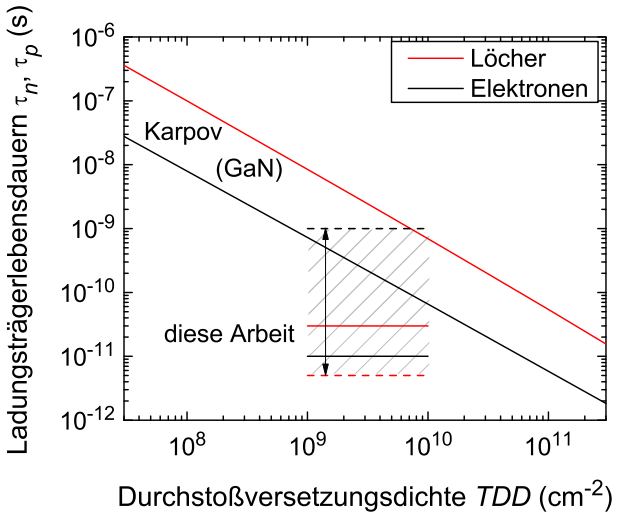


Abbildung 2.14.: Ladungsträgerlebensdauern τ_n und τ_p für nichtstrahlene SRH-Rekombination als Funktion der Durchstoßversetzungsdichte TDD in GaN nach dem Modell von Karpov *et al.* [23]. In dieser Arbeit wurden die Lebensdauern zunächst zwischen 1 ns und 5 ps variiert (schraffiert) und schließlich zu $\tau_p = 30$ ps bzw. $\tau_n = 12$ ps festgesetzt (vgl. Text).

SRH-Rekombination Im Grundlagenkapitel wurde im Abschnitt 1.1.3 diskutiert, dass für AlGaN-basierte MSM PD die nicht-strahlende SRH-Rekombination als dominanter Rekombinationsprozess angenommen werden kann. Ebenso wurde dort das Modell von Karpov *et al.* vorgestellt [23], in welchem ein Zusammenhang zwischen den Ladungsträgerlebensdauern τ_n und τ_p und der (Flächen-)Dichte von Durchstoßversetzungen TDD für GaN abgeleitet wurde. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 2.14 für die in Ref. [23] angenommenen Parameter dargestellt. Im Rahmen dieser Arbeit konnte dieses Modell nicht in ATLAS implementiert werden, so dass die Daten lediglich zur groben Orientierung bei der Wahl von τ_n und τ_p für die Bestimmung der Rekombinationsrate nach Gl. (1.27) dienen sollen. Die in dieser Arbeit bestimmten Versetzungsdichten für $Al_xGa_{1-x}N$ im mittleren Kompositionsbereich ($x \sim 0,4 \ldots 0,5$) liegen nach den Untersuchungen der Dark-Spot-Density DSD in Kapitel 5.1.3 zwischen $1 \times 10^9\,cm^{-2}$ und $1 \times 10^{10}\,cm^{-2}$ oder gar teilweise noch etwas höher. Im Verlauf der hier angestellten Simulationsrechnungen wurden beide Lebensdauern zwischen 1 ns und 5 ps variiert (schraffierter Bereich), so dass eine gewisse Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Modells von Karpov *et al.* vorherrscht. Aus Konvergenzgründen war es jedoch zunächst sinnvoll, die Elektronenlebensdauer hoch (1 ns) zu halten, während die Lochlebensdauer im ps Bereich variiert wurde, um die Modell- an die Experimentaldaten anzupassen. Grundsätzlich zeigte sich bei einer deutlichen Verringerung der Elektronenlebensdauer (z. B. auf 10 ps) jedoch kein signifikanter Einfluss auf die Ergebnisse, wenn Konvergenz vorlag. Erst die Untersuchungen asymmetrischer MSM PD, die in Abschnitt 4.2.2.1 diskutiert werden, konnten für eine nachvollziehbare Korrektur der Elektronenlebensdauer ($\tau_n < \tau_p$, waagerechte Linien) genutzt werden.

Kapitel 3.

Front- und rückseitig bestrahlte AlGaN MSM Photodetektoren

In diesem Kapitel sollen die wesentlichen Grundlagen für das Verständnis front- und rückseitig bestrahlter MSM Photodetektoren auf AlGaN-Basis entwickelt werden. Anhand des Vergleichs experimenteller und modellierter Ergebnisse werden die Spannungsabhängigkeit und das spektrale Verhalten der EQE diskutiert. Dabei kommt zunächst aus Gründen der Anschaulichkeit das in Kapitel 1.2.5 entwickelte vereinfachte Modell, welches hier als 1D-Modell bezeichnet werden soll, zum Einsatz. Um die Interpretation der wesentlichen Ergebnisse schließlich auch über dessen Grenzen hinaus zu führen, wird auf die in Kapitel 2.4 eingeführte 2D-Drift-Diffusions-Modellierung zurückgegriffen.

Maximal erreichbare EQE Wenn nicht anders gesagt, liegt den folgenden Untersuchungen das in Kapitel 2.2 eingeführte Detektor-Motiv M5 zugrunde, das aus 29 paarweise koplanar angeordneten Elektroden der Breite $w_{\mathrm{El}} = 2\,\mu\mathrm{m}$ bei einem Abstand $s_{\mathrm{El}} = 5\,\mu\mathrm{m}$, auf einer Detektorfläche von $400\,\mu\mathrm{m}\times 400\,\mu\mathrm{m}$ besteht.
Die maximal erreichbare EQE eines MSM PD lässt sich abschätzen, wenn angenommen wird, dass jedes in die Schicht transmittierte Photon absorbiert wird und alle dabei entstehenden Ladungsträger den externen Stromkreis verlustfrei erreichen. Dann ist die EQE nach Gl. (1.51) einzig durch optische Einkoppelverluste limitiert ($CE = 1$). Aus den weiter unten in diesem Kapitel abgeleiteten optischen Konstanten ergibt sich somit z. B. für einen solar-blinden M5-Typ MSM PD auf $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN/Saphir bei einer Wellenlänge von 250 nm ein Reflektionsverlust von 20 % unter frontseitiger (FS-) bzw. 11 % unter rückseitiger (RS-) Bestrahlung. Für die FS-Bestrahlung ist zudem noch die Abschattung durch die Elektroden von $2/7 \approx 30\,\%$ zu berücksichtigen. Solange nun keine Verstärkung des Photostroms durch Ladungsträgerinjektion an den Kontakten oder Ladungsträgermultiplikation im Halbleiter vorliegt, ist die maximal erreichbare EQE des M5-MSM PD durch

$$EQE_{\mathrm{max}}^{\mathrm{FS}} \approx 56\,\% \qquad \text{bzw.} \qquad EQE_{\mathrm{max}}^{\mathrm{RS}} \approx 89\,\% \tag{3.1}$$

nach oben limitiert.

3.1. Spektrale EQE frontseitig bestrahlter $Al_xGa_{1-x}N$ MSM Photodetektoren

In Abbildung 3.1 a ist die spektrale EQE für frontseitig bestrahlte MSM PD unterschiedlichen Al-Gehalts x_{Al} bei einer Betriebsspannung U von 5 V gezeigt. Wesentliches Merkmal ist die Kompositionsabhängigkeit der cut-off Wellenlänge $\lambda_{\mathrm{c-o}}$, deren energetische Position, wie in Abb. 3.1 b gezeigt, direkt dem Trend der Bandlücke $E_{\mathrm{g}}(x)$ nach Gl. (1.8) folgt. Unabhängig von $\lambda_{\mathrm{c-o}}$ ist der Verlauf jedes Spektrums in drei Spektralbereiche unterteilbar, was nachfolgend anhand der Kurve für $x_{\mathrm{Al}} = 0.5$ genauer erläutert werden soll (rote Kurve in Abb. 3.1 a).
Die Bandlückenenergie E_{g} der $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorberschicht liegt nach Gl. (1.8) bei ca. 4,4 eV. Der Bereich I liegt demnach oberhalb der Bandkante und hier ist die EQE relativ konstant mit Maximalwerten von einigen Prozent. Dies ist der relevante Detektionsbereich dieses PD. Hier ist der Absorptionskoeffizient α_{opt} von AlGaN mit $\gtrsim 10^5 \mathrm{cm}^{-1}$ sehr hoch und für $\alpha_{\mathrm{opt}} \cdot w_{\mathrm{c}} \gg 1$ schreibt sich die EQE nach Gl. (1.54)

$$EQE_{\mathrm{I}} \approx T_{\mathrm{opt}}(\lambda) \cdot \frac{w_{\mathrm{c}}}{d_{\mathrm{EZ}}} \tag{3.2}$$

und wird spektral durch das näherungsweise konstante Transmissionsvermögen $T_{\mathrm{opt}}(\lambda) \approx 0,8$ des Luft/AlGaN-Übergangs, gewichtet durch das spannungsabhängige Verhältnis $w_{\mathrm{c}}/d_{\mathrm{EZ}}$, bestimmt.
Im Bereich II, der Bandkantenregion, sinkt die EQE innerhalb weniger 10 nm um drei Größenordnungen ab. Hier liegt die Cut-off-Wellenlänge $\lambda_{\mathrm{c-o}}$ des Detektors bei 280 nm. Und im Bereich III, unterhalb der Bandkante, setzt sich die Abnahme der EQE zu längeren Wellenlängen hin abgeschwächt fort. Zusätzlich ist hier eine periodische Modulation der EQE erkennbar, die durch Mehrfachreflexionen des optischen Signals innerhalb der transparenten Absorberschicht zustande kommt (besser erkennbar für $x = 1$). In diesen langwelligen Bereichen II und III ist der Absorptionskoeffizient i. A. sehr gering und für $\alpha_{\mathrm{opt}} \cdot w < 1$ kann der Exponentialterm in Gl. (1.54) entwickelt werden

$$EQE_{\mathrm{II,\ III}} \approx \alpha_{\mathrm{opt}}(\lambda) \cdot T_{\mathrm{opt}} \cdot \frac{w_{\mathrm{c}}^2}{d_{\mathrm{EZ}}}. \tag{3.3}$$

In erster Näherung ist hier der Verlauf der spektralen EQE somit durch das Verhalten von $\alpha_{\mathrm{opt}}(\lambda)$ gegeben, welches offenbar von $\alpha_{\mathrm{opt}} \propto \sqrt{E - E_{\mathrm{g}}}$ für einen idealen Halbleiter abweicht. Mögliche Ursachen für diese Abweichung werden im Folgenden diskutiert.

3.1.1. Einflüsse auf α_{opt} in den langwelligen Bereichen

Nachfolgend sollen die wesentlichen Mechanismen aufgeführt werden, die den Verlauf des Absorptionskoeffizienten $\alpha_{\mathrm{opt}}(\lambda)$ in den Bereichen II und III beeinflussen können.[1]

[1] Die spektrale Abhängigkeit $\rightarrow (\lambda)$ wird im Folgenden weitgehend unterdrückt.

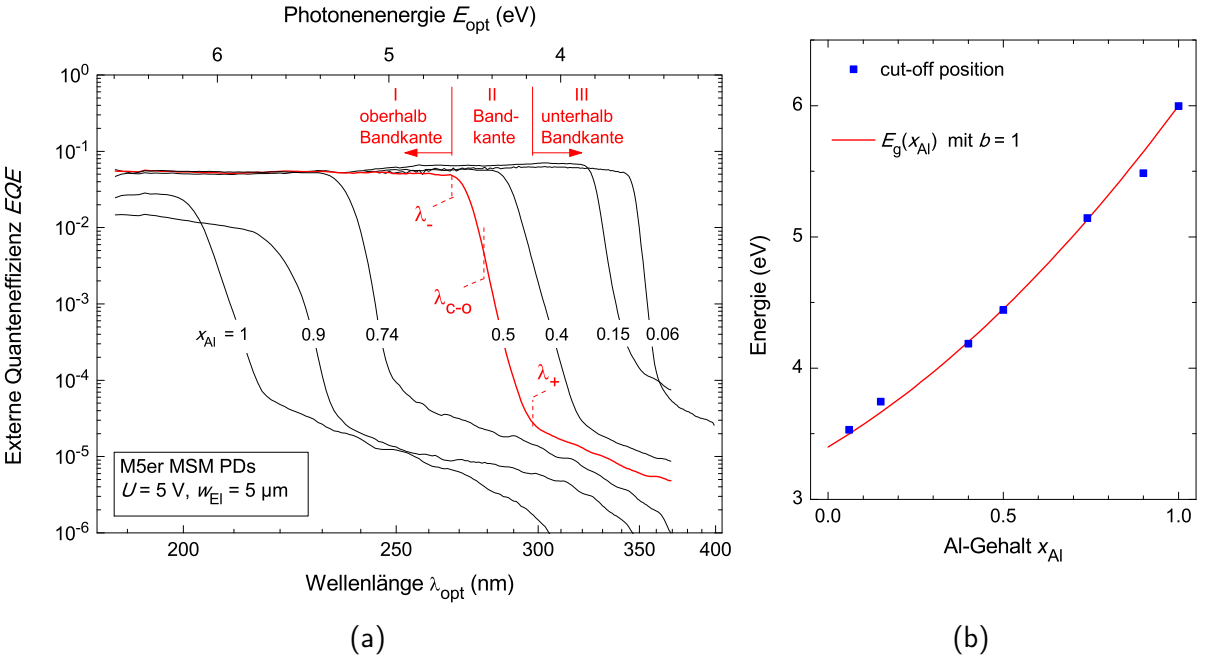


Abbildung 3.1.: (a) Spektraler Verlauf der EQE frontseitig bestrahlter $Al_xGa_{1-x}N$/AlN MSM PD (M5-Motiv) bei 5 V für Absorberschichten mit verschiedenem Al-Gehalt x_{Al}. (b) Energetische Position der Cut-off-Wellenlänge λ_{c-o} als Funktion von x_{Al}. Mit eingezeichnet (rot) ist der berechnete Verlauf der Bandlückenenergie $E_g(x)$ nach Gl. (1.8) mit $b = 1$ eV.

3.1.1.1. Franz-Keldysh-Effekt

Allgemein bewirken interne und externe elektrische Felder Verbreiterungen von α_{opt} unterhalb der Bandkante, da die Leitungs- und Valenzbandzustände bei verkippten Bändern in die Bandlücke reichen und räumlich überlappen. Der sog. Franz-Keldysh-Effekt bewirkt eine feldabhängige Verbreiterung, die durch $\ln(\alpha_{opt}) \propto (E_g - E)^{3/2}/F$ mit der lokalen Feldstärke F, dominiert wird [125, 126]. In GaN wird eine signifikante Verbreiterung ab Feldstärken oberhalb einiger 100 kV/cm erwartet [127]. Allerdings ist die Auswirkung dieser Feldstärkeabhängigkeit auf die spektrale EQE nicht für alle Photodetektor-Typen gleich. Zur Veranschaulichung dieses Sachverhalts sind in Abb. 3.2 a normierte EQE-Spektren einer GaN Avalanche Photodiode (APD) von Minder *et al.* [128] und die eines am FBH hergestellten $Al_{0,45}Ga_{0,55}N$ MSM PD bei verschiedenen Spannungen U gezeigt. Für die GaN APD reduziert sich die Blindheit gegenüber langwelliger Strahlung mit steigender Spannung drastisch. Im Vergleich dazu ändert sich der spektrale Verlauf in der Bandkantenregion beim MSM PD jedoch nur marginal. Dies kann anhand der unterschiedlichen Feldverteilungen in den beiden PD-Typen, wie sie in Abb. 3.2 b oben skizziert sind, erläutert werden. In der GaN APD mit pin-Struktur ist die photoaktive RLZ durch die nicht-dotierte GaN-Absorptionsschicht der Dicke $w_i = 0{,}2\,\mu m$, welche nahezu unabhängig von der Spannung ist, gegeben. Wie in Abb. 3.2 b schematisch dargestellt, ist die elektrische Feldstärke $F_{elektr} = U/w_i$ innerhalb dieser RLZ räumlich konstant (oben) und erreicht Werte bis zu 3,75 MV/cm bei 75 V (unten). Die Maximalfeldstärke im $Al_{0,45}Ga_{0,55}N$ MSM PD steigt nach Gl. (A.12) wurzelförmig mit U auf 1,85 MV/cm bei

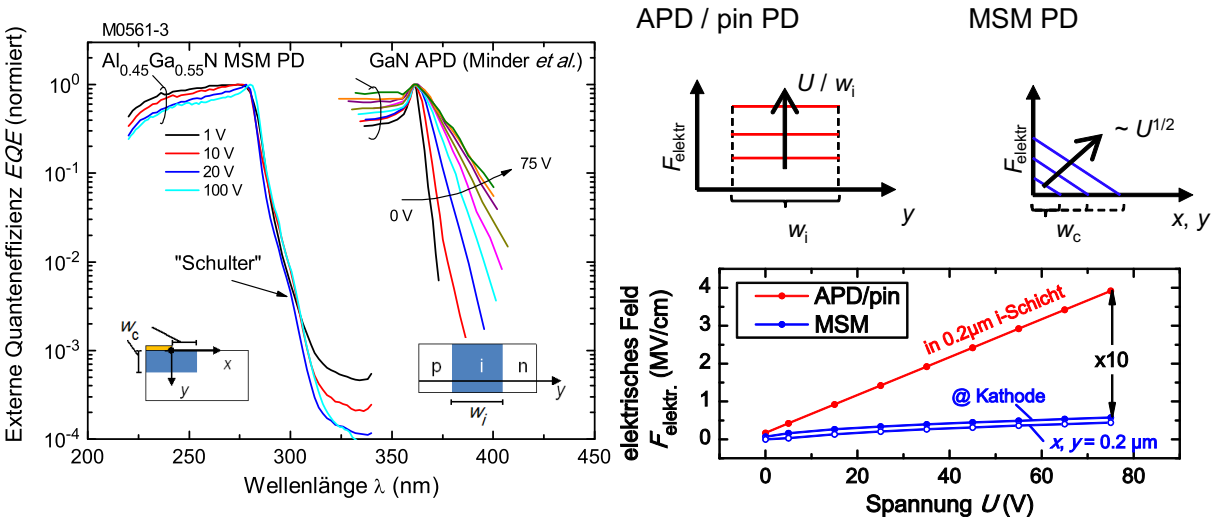


Abbildung 3.2.: (a) Normierte EQE-Spektren einer GaN APD [127] sowie eines am FBH hergestellten $Al_{0,45}Ga_{0,55}N$ MSM PD bei verschiedenen Spannungen. Der Pfeil weist auf die Auswirkung von makroskopischen Fluktuationen des Al-Gehalts in Form einer spektralen Schulter hin. (b) Schematisch die Feldverteilungen innerhalb einer APD und eines MSM PD (oben) und die jeweils maximale Feldstärke F_{elektr} in den RLZ als Funktion der Spannung (unten).

75 V ($N_{\text{D}} = 1 \times 10^{16}\,\text{cm}^{-3}$). Allerdings sinkt sie mit zunehmendem Abstand zur Kathode, sowohl lateral (x) als auch vertikal (y), innerhalb der ebenfalls spannungsabhängigen RLZ $w_{\text{c}}(U)$ linear auf Null ab. Zwar ist F_{elektr} im MSM PD innerhalb von 0,2 µm für hohe Spannungen auch nicht vernachlässigbar, allerdings ist hier der bestrahlte Flächenanteil signifikanter Feldstärke wesentlich geringer als bei der APD.

3.1.1.2. Kompositionsfluktuationen im $Al_xGa_{1-x}N$

Bei homogener Verteilung der A- und B-Atome in einem ternären Gemisch $A_xB_{1-x}C$ bewirken die unterschiedlichen Bindungsstärken zwischen A und C bzw. B und C räumliche Potentialfluktuationen [129]. In $Al_xGa_{1-x}N$ kann die experimentell gefundenen Variation von PL-Linienbreiten in Abhängigkeit von x auf die statistische Verteilung von Al und Ga zurückgeführt werden [130, 131, 132]. Im Spektrum der EQE ist am Übergang von II nach III ebenfalls eine gaußförmige Flanke sichtbar (Abb. 3.1 a). Dies lässt sich jedoch nicht eindeutig von Auflösungseffekten trennen. (Bei konstanter Wellenlängenauflösung $\Delta\lambda$ nimmt die Energieunsicherheit ΔE in Richtung kurzer Wellenlängen immer stärker zu).
Darüber hinaus ist in Abb. 3.2 a die Signatur von makroskopischen Kompositionsfluktuationen als Schulter bei ca. 300 nm erkennbar. Dies ist auf optische Absorption in räumlich getrennten Bereichen unterschiedlicher Kompositionen in der AlGaN-Schicht zurückzuführen und wird in Abschnitt 5.1.2 ausführlicher thematisiert.

3.1.1.3. Urbach-Martienssen-Tail

Die nahezu exponentiell von der Photonenenergie E abhängende EQE im Bereich II wird in der Literatur zu AlGaN-basierten Schottky PD und MSM PD häufig beobachtet und als Urbach-Tail bzw. Urbach-Martienssen-Tail bezeichnet [133, 134, 135, 136, 137, 138]. Gemeint ist hiermit die Ähnlichkeit der EQE in der Bankkantenregion mit dem durch Urbach [139] und Martienssen [140] experimentell gefundenen Zusammenhang $\alpha \propto \exp(E/kT)$, der über die Wechselwirkung zwischen Elektronen oder Exzitonen mit elektrischen Feldern aufgrund von Phononen [141] oder geladenen Störstellen [142, 143, 144, 145] bei optischen Anregungsprozessen erklärt werden kann [146]. Generell ist die Absorptionskante in der Bandkantenregion II für eine Vielzahl von Halbleitern von der Form

$$\alpha_{U-M} = \alpha_0 \cdot \exp\left(\frac{E - E_0}{\Delta}\right), \tag{3.4}$$

wobei die Steigung Δ die Einheit einer Energie hat. Unter gewissen Annahmen lassen sich für beide Interpretationsansätze (Phononen oder Störstellen) Ausdrücke der Form (3.4) herleiten [146]. Für GaN wurden temperaturabhängige Absorptionsmessungen anhand Gl. (3.4) ausgewertet [147]. Daraus geht hervor, dass sich der Temperaturverlauf des sog. Steilheitsparameters $\sigma = kT/\Delta$ durch ein Modell nachvollziehen lässt, in welchem die Streuung von Exzitonen an akustischen Phononen berücksichtigt wird. Photoleitfähigkeitmessungen an GaN wurden wiederum dahingehend interpretiert, dass Übergänge zwischen flachen Störstellen mit exponentieller Verteilung innerhalb der Bandlücke den Verlauf der Bandkante entsprechend verbreitern [133]. Und Roskovcová *et al.* interpretieren den exponentiellen Verlauf des Absorptionskoeffizienten von AlN ebenfalls über Rechnungen, welche die Streuung von Exzitonen im Feld geladener Störstellen berücksichtigen [148].
Ebenso wird der langwellige Ausläufer von α_{opt} unterhalb der Bandkante (III) über die Beteiligung tiefer Störstellen, sowohl für AlGaN [133] als auch für undotiertes GaAs [149], gedeutet.

Fazit Makroskopische Kompositionsfluktuationen innerhalb der $Al_xGa_{1-x}N$-Absorberschicht machen sich durch einen gewissen Beitrag zur EQE (z. B. als Schulter) in der Bandkantenregion bemerkbar. Darüber hinaus wird für $Al_xGa_{1-x}N$ MSM PD kein signifikanter Einfluss des Franz-Keldysh-Effekts in Form einer feldabhängigen Verbreiterung der Absorptionsbandkante in II beobachtet. Allerdings ist der spektrale Verlauf von $\alpha_{\text{opt}}(\lambda)$, wie im nachfolgenden Abschnitt gezeigt wird, für die hier untersuchten Proben sowohl in der Bandkantenregion II als auch unterhalb der Bandkante III sehr gut durch Gl. (3.4) darstellbar.

3.1.2. Ableitung der optischen Konstanten für $Al_xGa_{1-x}N$

Für einen Teil der Simulationsrechnungen in dieser Arbeit wurden der spektrale Verlauf der optischen Konstanten n_{ref} und α_{opt} von $Al_xGa_{1-x}N$ im Wellenlängenbereich zwischen

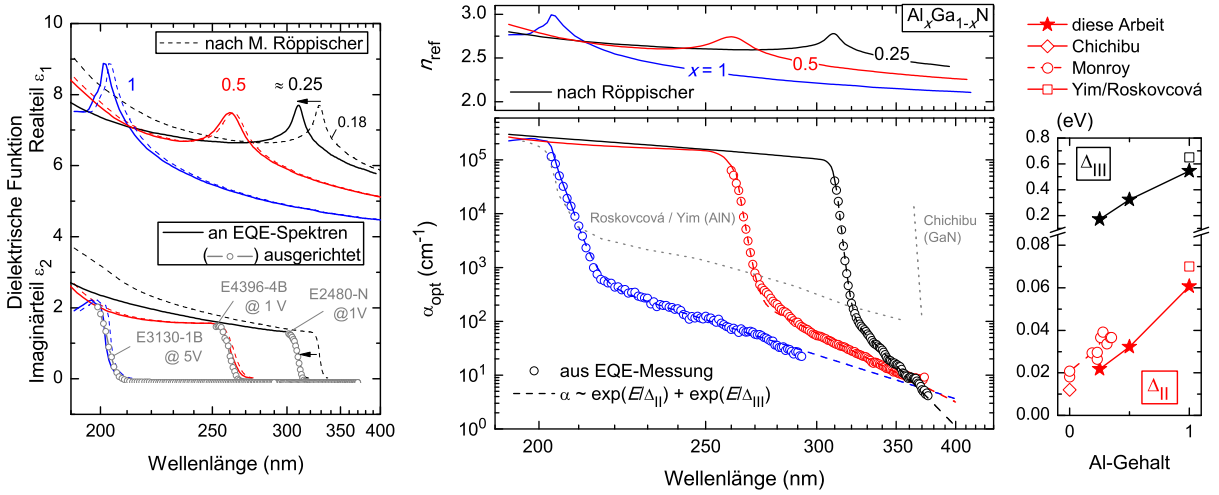


Abbildung 3.3.: (a) Daten des Realteils ϵ_1 und des Imaginärteils ϵ_2 der dielektrischen Funktion für $Al_xGa_{1-x}N$ nach M. Röppischer [70] (gestrichelt). An EQE-Messungen (offene Kreise) spektral angepasste Daten (Linien) für $Al_{0,25}Ga_{0,75}N$, $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ und AlN. (b) Aus (a) berechnete Brechungsindizes n_{ref} (*oben*) und Absorptionskoeffizienten α_{opt} (*unten*). Mit eingezeichnet sind sowohl exponentielle Fits (gestrichelt) an die Daten (offene Kreise), welche durch EQE-Messungen bestimmt wurden, als auch Daten aus der Literatur für GaN [147] und AlN [148] (grau gepunktet). (c) Aus (b) bestimmte Steigungen Δ_{II} (rote Sterne) und Δ_{III} (schwarze Sterne) im Vergleich mit Literaturdaten für GaN [147] und AlN [148] aus Absorptionsmessungen sowie direkt aus EQE-Spektren für $Al_xGa_{1-x}N$ [135] ermittelt.

400 nm und ca. 185 nm für die Al-Anteile $x_{Al} = 0.25,\ 0.5$ und 1 verwendet. Hierfür wurden zum Teil die von M. Röppischer gemessenen Werte des realen $\epsilon_1(\lambda)$ und des imaginären $\epsilon_2(\lambda)$ Teil der komplexen dielektrischen Funktion aus Ref. [70, S. 158] benutzt (gestrichelte Linien in Abb. 3.3 a). Da unterhalb der Bandkante keine Daten für ϵ verfügbar waren, wurde der Absorptionskoeffizient in diesem Bereich näherungsweise aus EQE-Spektren bestimmt.

Zuerst wurden die Daten von Röppischer auf der Wellenlängenskala in Richtung des jeweiligen normierten EQE-Spektrums (offene Kreise) verschoben (durchgezogene Linien). Der Brechungsindex wurde dann aus $n_{ref}(\lambda) = \left(0.5 \cdot (\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2})\right)^{1/2}$ im Bereich I bzw. wegen $\epsilon_1 \gg \epsilon_2$ aus $n_{ref} \approx \sqrt{\epsilon_1}$ in den Bereichen II und III bestimmt (durchgezogene Linien in Abb. 3.3 b oben). Der Absorptionskoeffizient wurde oberhalb der Bandkante aus $\alpha_{opt}(\lambda) = \frac{2\pi}{n_{ref}\lambda}\epsilon_2$ bestimmt (Abb. 3.3 b unten). In den Bereichen II und III konnte α_{opt} dagegen direkt über Gl. (1.54) abgeschätzt werden [99]

$$\alpha_{opt}(\lambda) = -\frac{1}{w_c} \cdot \ln\left(1 - \frac{d_{EZ}}{w_c} \cdot \frac{EQE(\lambda)}{T_{opt}}\right) \tag{3.5}$$

(offene Kreise in Abb. 3.3 b unten). Das Transmissionsvermögen wurde hierfür unter Vernachlässigung von ϵ_2 nach Gl. (1.24) zu $T_{opt} \approx 1 - (n_{ref} - 1)^2/(n_{ref} + 1)^2$ approximiert und $w_c(U)$ für die jeweilige Spannung aus Gl. (A.11) unter Annahme einer Hintergrunddotierung N_D von $3 \times 10^{16}\,cm^{-3}$ berechnet (offene Kreise). Die auf diese Weise aus EQE-Messungen bestimmten Absorptionsspektren unterhalb der Bandkante können schließlich

durch Exponentialverläufe der Form (3.4) dargestellt werden (gestrichelt).
Zum Vergleich sind Daten aus Absorptionsmessungen an GaN von Chichibu *et al.* [147] bzw. an AlN von Roskovcová *et al.* [148] mit eingezeichnet. Qualitativ fügen sich die Messdaten in dieser Arbeit offenbar recht gut in das Gesamtbild. Insbesondere für AlN ist eine sehr gute Übereinstimmung im Bereich II (Bandkantenregion) zu erkennen. In Abbildung 3.3 c sind die Steigungen Δ_i für $i =$ II bzw. III über dem nominellen Al-Gehalt aufgetragen. Die Daten dieser Arbeit zeigen eine Zunahme von Δ_i mit steigendem x_{Al}, was die Literaturdaten für AlN und GaN sehr gut ergänzt bzw. den Trend der direkt aus EQE-Messungen an Schottky PD bestimmten Werte von Monroy *et al.* [135] bis auf einen geringen Versatz wiedergibt.

3.2. Abhängigkeit der EQE von der Vorspannung

Mit dem Fokus auf grundlegende Aspekte $Al_xGa_{1-x}N$-basierter MSM PD wurde bisher nur das spektrale Verhalten der EQE bei gewissen Spannungspunkten unter frontseitiger Bestrahlung vorgestellt. In diesem Abschnitt soll nun explizit auf die Abhängigkeit der EQE von der Vorspannung eingegangen werden. Für den Vergleich zwischen front- und rückseitigem Bestrahlungsmodus werden dazu sowohl EQE-Kennlinien oberhalb der Bandkante als auch EQE-Spektren an verschiedenen Spannungspunkten diskutiert. Die Interpretation der experimentellen Ergebnisse findet dabei zunächst im Rahmen des einfachen Modells (1D-Modell) aus Kapitel 1.2.5 statt, um einen Teil der gewonnenen Erkenntnisse instruktiv einzuordnen. Ein vollständigeres Bild und eine bessere Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation wird im Anschluss daran anhand der 2D-Drift-Diffusions-Modellierung, deren Grundlagen in Kapitel 2.4 entwickelt wurden, generiert.

3.2.1. EQE-Kennlinien

Für eine ideale MSM Struktur ist die Strom-Spannungscharakteristik aufgrund der koplanaren Elektrodenkonfiguration punktsymmetrisch um den Spannungsnullpunkt. Demnach ist die EQE, bestimmt aus dem Absolutbetrag des Photostroms, achsensymmetrisch. Wenn nicht anders gesagt, wird also nur auf den ersten Quandranten positiver Spannung eingegangen.
Die experimentellen EQE-Kennlinien eines $Al_{0,5}Ga_{0,5}N/AlN$ MSM PD mit einer Absorberschichtdicke t_{abs} von 0,5 µm sind in Abb. 3.4 a bei Bestrahlung oberhalb der Bandlücke dargestellt. Während die EQE unter frontseitiger Bestrahlung stetig auf 10 % bei 50 V ansteigt, liegt unter rückseitiger Bestrahlung dagegen ein Schwellen- und Sättigungsverhalten der EQE bei ca. 25 V vor: Unterhalb der Schwelle erreicht die EQE zunächst ca. 4 % bei $U_{\mathrm{thr}} \approx 21\,\mathrm{V}$, nimmt dann innerhalb weniger Volt bis zum Sättigungspunkt bei $U_{\mathrm{sat}} \approx 26\,\mathrm{V}$ auf rund 60 % zu und erreicht schließlich 68 % bei 50 V.
Während also unter FS-Bestrahlung nur rund 16 % von $EQE_{\mathrm{max}}^{\mathrm{FS}}$ erreicht werden, sind es unter RS-Bestrahlung im Sättigungsbereich zwischen 65 % und 75 % von $EQE_{\mathrm{max}}^{\mathrm{RS}}$. Gemäß des Verhältnisses $EQE_{\mathrm{RS}}/EQE_{\mathrm{FS}}$, welches im Insert dieser Abb 3.4 a gezeigt ist, ist der PD unter RS-Bestrahlung am Sättigungspunkt sogar bis zu neun mal effizienter als unter

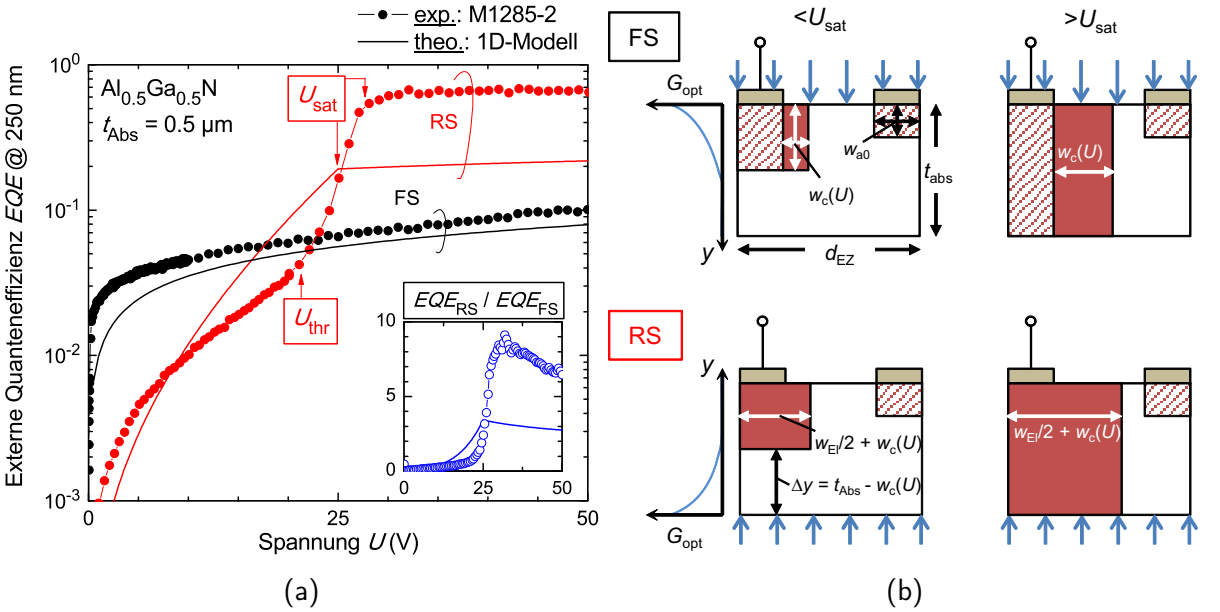


Abbildung 3.4.: Frontseitige (FS) und rückseitige (RS) Bestrahlung eines $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD mit einer Absorberschichtdicke t_{abs} von 0,5 µm. (a) Gemessene (Punkte) und berechnete (Linien) EQE-Kennlinien unter FS- (schwarz) und RS-Bestrahlung (rot) bei einer Wellenlänge von 250 nm. Das Insert zeigt den Verlauf des EQE-Verhältnisses zwischen RS- und FS-Bestrahlung als Funktion der Vorspannung. (b) Skizzen zur Erläuterung der Vorgänge im MSM PD anhand des 1D-Modells (s. Text).

FS-Bestrahlung.

Interpretation der Kennlinien anhand des 1D-Modells Die nach Gln. (1.54) und (1.55) berechneten Kennlinien sind in Abb. 3.4 a mit eingezeichnet. Für die Berechnungen wurde eine Hintergrunddotierung N_D von $1 \times 10^{17}\,cm^{-3}$ und ein Absorptionskoeffizient $\alpha_{opt} = 1{,}5 \times 10^5\,cm^{-1}$ angenommen. Während diese Größen den Kennlinienverlauf unter RS-Bestrahlung maßgeblich beeinflussen, haben sowohl die Wahl der Built-in-Spannung mit $V_{bi} = 1\,V \approx e \cdot \phi_B$, was bei dieser Dotierung durchaus zulässig ist, als auch eine leichte Änderung des jeweiligen Transmissionsvermögens, welches jeweils $T_{opt}^{FS} = 0.8$ bzw. $T_{opt}^{RS} = 0.9$ beträgt, einen eher vernachlässigbaren Einfluss. Im folgenden werden die Kennlinienverläufe anhand Abb. 3.7 b, welche die Vorgänge innerhalb der Recheneinheitszelle des MSM PD illustiert, erläutert. Nach dem 1D-Modell bestimmt hauptsächlich die räumliche Ausdehnung $w_c(U)$ der RLZ an der negativ gepolten Kathode die EQE. Die Ausdehnung $w_{a,0}$ der RLZ an der geerdeten Anode bleibt dagegen vergleichsweise konstant und wird für die Erklärungen vernachlässigt. Der grundsätzliche Unterschied zwischen den beiden Beleuchtungsmodi besteht nun im räumlichen Überlapp der optischen Generationsrate G_{opt} innerhalb der Absorberschicht mit der vorgespannten RLZ, was allgemein durch die Sammeleffizienz CE nach Gl. (1.52) ausgedrückt wird.
Unter FS-Bestrahlung ist G_{opt} an der Absorberoberfläche zwischen den Elektroden maximal und nimmt mit der Absorbertiefe y exponentiell ab. Da die optische Eindringtiefe $1/\alpha_{opt} < 0{,}1\,\mu m$ ist, was gerade vergleichbar mit $w_{c,0} = w_{a,0}$ in vertikaler Richtung ist,

kann die EQE genähert werden als

$$EQE_{\mathrm{FS}}^{1D} \approx T_{\mathrm{opt}} \cdot \frac{w_{\mathrm{c}}(U)}{d_{\mathrm{EZ}}} \qquad \propto \sqrt{U}. \tag{3.6}$$

Der wurzelförmige Verlauf der EQE mit der Spannung unter FS-Bestrahlung ist somit auf das laterale Anwachsen von $w_{\mathrm{c}}(U)$ nach Gl. (A.11) zurückzuführen. Die geringen Werte der EQE sind hauptsächlich auf die, im Vergleich zum Elektrodenabstand sehr geringe laterale Ausdehnung der RLZ zurückzuführen. Erst für eine Ausdehnung der RLZ_c über den gesamten Elektrodenabstand – $w_{\mathrm{c}}(U) \to s_{\mathrm{El}} = 5\,\mu\mathrm{m}$ bei ca. $U \to 3\,\mathrm{kV}$ – würde die EQE nach dem 1D-Modell bei 56 % sättigen.
Unter RS-Bestrahlung ist G_{opt} dagegen an der gesamten Unterseite des Absorbers hoch und es sind keine abschattenden Elektroden vorhanden. Allerdings bestimmt jetzt der Abstand $\Delta y(U) = t_{\mathrm{abs}} - w_{\mathrm{c}}(U)$ zwischen vorgespannter RLZ und Absorberunterseite die CE (s. Abb. 3.4 b unten) und die EQE-Kennlinie verläuft unterhalb der Sättigungsspannung wie

$$EQE_{\mathrm{RS}}^{1D} \approx T_{\mathrm{opt}} \cdot \frac{w_{\mathrm{c}}(U) + w_{\mathrm{El}}/2}{d_{\mathrm{EZ}}} \cdot \exp\big(-\alpha_{\mathrm{opt}} \cdot \Delta y(U)\big) \qquad \propto \sqrt{U} \cdot \exp\sqrt{U} \quad \text{für } w_{\mathrm{c}}(U) \le t_{\mathrm{abs}}. \tag{3.7}$$

Da die RLZ in diesem Bestrahlungsmodus komplett im Strahlengang liegt, erhöht sich die EQE im Vergleich zur FS-Bestrahlung prinzipiell um den Flächenanteil der halben Kathode zur Gesamtbreite der Zelle $w_{\mathrm{El}}/(2d_{\mathrm{EZ}})$. Dies kann jedoch erst vollständig ausgenutzt werden, wenn der Exponentialterm für $\Delta y \to \alpha_{\mathrm{opt}}^{-1}$ ausreichend hohe Werte annimmt. Damit die RS-Bestrahlung unterhalb der Sättigungsspannung gegenüber der FS-Bestrahlung höhere EQE-Werte ergibt, muss also entweder die Spannung entsprechend erhöht – in der Rechnung auf $U > 15\,\mathrm{V}$, oder die Absorberschichtdicke t_{abs} reduziert werden. Letzteres wird im Kapitel 4.1.1 thematisiert. Darüber hinaus leitet sich hier ebenfalls ab, dass eine Erhöhung der Kathodenbreite bei sonst gleichen Abmessungen zu höheren Effizienzen unter RS-Bestrahlung führen müsste. Dies ist der Ausgangspunkt der Untersuchungen in Kapitel 4.2.2.
Bei einer Spannung von 25 V ist $w_{\mathrm{c}}(U) = t_{\mathrm{abs}}$ und folglich $\Delta y = 0$. Hier ist der Exponentialterm maximal ($\exp\sqrt{U} \to 1$) und die die CE wird durch alle innerhalb des schraffierten Bereichs photogenerierten Löcher bestimmt. Die Höhe der Sättigungsspannung U_{sat} ist durch $w_{\mathrm{c}}(U_{\mathrm{sat}}) = t_{\mathrm{abs}}$ nach Gl. (A.11) bei gegebener Hintergrunddotierung N_{D} direkt über die Absorberschichtdicke t_{abs} festgelegt. Damit kann die Sättigungsspannung U_{sat} der EQE unter RS-Bestrahlung im Rahmen des 1D-Modells als eine vertikale Durchreichspannung zur Absorberunterseite aufgefasst werden (vgl. Kap. 1.2.3). Der abrupte Anstieg der gemessenen EQE kurz vor deren Sättigung geht allerdings nicht aus dem 1D-Modell hervor. Mit weiter steigender Spannung bewirkt nun nur noch das weitere laterale Anwachsen von $w_{\mathrm{c}}(U) \propto \sqrt{U}$ ein scheinbares Sättigungsverhalten der EQE.
Das berechnete EQE-Verhältnis (s. Insert) steigt bis zur Sättigungsspannung exponentiell auf einen Wert $EQE_{\mathrm{RS}}/EQE_{\mathrm{FS}} = 3$, da die RLZ unter RS-Bestrahlung nun effektiv $w_{\mathrm{El}} + w_{\mathrm{c}}(U_{\mathrm{sat}}) = 1{,}5\,\mu\mathrm{m}$ im Vergleich zu $w_{\mathrm{c}}(U_{\mathrm{sat}}) = 0{,}5\,\mu\mathrm{m}$ unter FS-Bestrahlung beträgt. In den Messdaten zeigt sich allerdings ein dreimal höheres EQE-Verhältnis, was im bisher

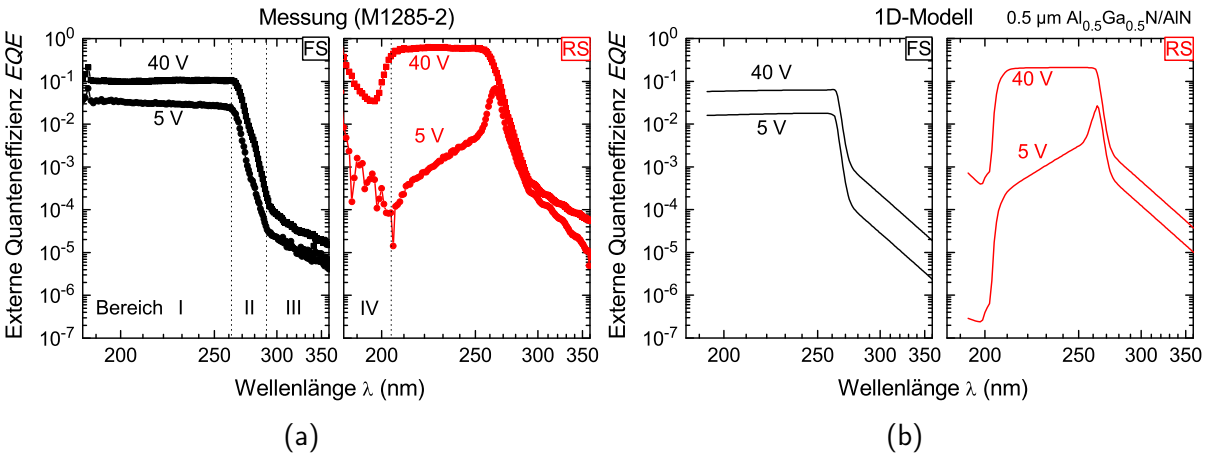


Abbildung 3.5.: EQE-Spektren des 0,5 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD unter frontseitiger (FS, schwarz) und rückseitiger (RS, rot) Bestrahlung unterhalb der Schwellenspannung (5 V) und im Sättigungsbetrieb (40 V) – (a) gemessen (Probe: M1285-2) und (b) nach dem 1D-Modell berechnet.

entwickelten Bild ebenfalls nicht interpretierbar ist. Oberhalb von U_{sat} nimmt das Verhältnis dann $\propto 1/\sqrt{U}$ ab. Natürlich wird für $U > U_{\mathrm{sat}}$ auch die AlN-Pufferschicht im Bereich unterhalb der Elektrode zunehmend verarmt. Allerdings ist die Photoabsorption in AlN bei der einer Wellenlänge von 250 nm sehr gering (vgl. Abb. 3.3 b) und dieser Beitrag zur CE kann vernachlässigt werden.

3.2.2. EQE-Spektren

Nachdem nun das Schwellen- und Sättigungsverhalten der EQE vorgestellt und diskutiert wurde, sollen die Ergebnisse der spektralen EQE in den beiden relevanten Spannungsbereichen vorgestellt und interpretiert werden. Dazu sind in Abbildung 3.5 die gemessenen und berechneten EQE-Spektren eines $Al_{0,5}Ga_{0,5}N/AlN$ MSM PD mit 0,5 µm Absorberschichtdicke unter frontseitiger und rückseitiger Bestrahlung bei 5 V ($< U_{\mathrm{thr}}$) und 40 V ($> U_{\mathrm{sat}}$) gezeigt. Unter FS-Bestrahlung sind die Spektralbereiche I, II und III deutlich erkennbar. Oberhalb der Bandkante (Bereich I) verläuft die EQE nahezu flach, im Bereich II ist die EQE-Flanke vermutlich aufgrund von Kompositionsfluktuationen verbreitert und es überlagern sich Schichtdickenoszillationen, die im Bereich III besser erkennbar sind. Und in erster Näherung ist die, schon im Abschnitt 3.1 besprochene, spektrale Form der EQE nahezu unabhängig von der Vorspannung. Unter RS-Bestrahlung ist der spektrale Verlauf der EQE dagegen sehr stark von der Vorspannung abhängig. Für Spannungen unterhalb der Schwelle liegt ein ca. 17 nm schmales Spektrum mit Maximum innerhalb der Bandkantenregion (II) vor. Die EQE beträgt im Maximum bei 264 nm ca. 7 % und überragt damit das entsprechende Spektrum unter FS-Bestrahlung. Im Sättigungsbetrieb weist die EQE dann wieder einen nahezu wellenlängenunabhängigen Verlauf zwischen 210 nm und 250 nm mit Werten $\gtrsim 60$ % auf. Ein kurzwelliger Cut-off bei 200 nm tritt hier sehr deutlich in Erscheinung (Bereich IV). Darüber hinaus ist die EQE in den langwelligen Bereichen II und III bei gleicher Vorspannung unter RS-Bestrahlung immer höher als unter FS-Bestrahlung.

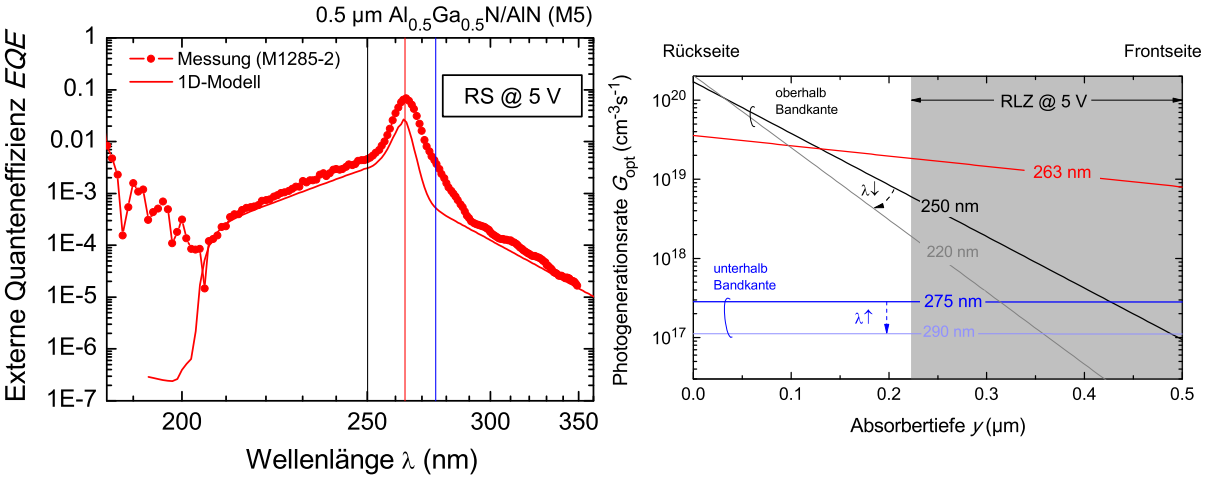


Abbildung 3.6.: Zur Erläuterung des EQE-Spektrums eines RS-bestrahlten MSM PD. (a) Gemessenes (Punkte) und nach 1D-Modell berechnetes (Linie) EQE-Spektrum eines 0,5 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD unter rückseitiger Bestrahlung bei 5 V ($< U_{thr}$). (b) Photogenerationsrate G_{opt} unterhalb der Kathode berechnet nach Gl. (2.7) in den verschiedenen Wellenlängenbereichen unterhalb (blau) und oberhalb (schwarz) der Bandkante sowie innerhalb der Bandkantenregion (rot) – vgl. auch farbige Markierungen in (a).

Mit den optischen Konstanten aus Abschnitt 3.1.2 kann das spektrale Verhalten der EQE über die Gln. (1.54) bzw. (1.55) qualitativ sehr gut reproduziert werden (s. Abb. 3.5 b), so dass das 1D-Modell zur Interpretation der Daten herangezogen werden kann.
Für die FS-Bestrahlung wurde dies oben schon durch die Gln. (3.2) und (3.3) getan, so dass hier nur noch die Ergebnisse für die RS-Bestrahlung anhand Abb. 3.6 erläutert werden sollen. Messung und Berechnung der EQE unterhalb der Schwelle sind dazu in Abb. 3.6 a noch einmal wiedergegeben. Bei einer Vorspannung von 5 V beträgt die Ausdehnung w_c der RLZ_c nur ca. 270 nm (s. Abb. 3.6 b). Bei einer Absorberdicke t_{abs} von 0,5 µm ist die Photogenerationsrate G_{opt} im feldbehafteten Bereich

$$G_{opt}(RLZ_c) \propto \alpha_{opt} \cdot \exp\Big(-\alpha_{opt} \cdot \big(t_{abs} - w_c(U)\big)\Big) \tag{3.8}$$

und damit stark von der Wellenlänge abhängig. Für kurze Wellenlängen < 250 nm ist α_{opt} mit $\gtrsim 10^5\,cm^{-1}$ sehr hoch und es resultiert eine geringe Photogeneration innerhalb der RLZ_c und damit eine niedrige CE bzw. EQE. Eine ähnliche Situation ergibt sich auch bei Wellenlängen > 275 nm, hier allerdings aufgrund eines zu niedrigen Absorptionskoeffizienten $\alpha_{opt} \lesssim 10^2\,cm^{-1}$. Im spektralen Bereich II ist α_{opt} dafür gerade so hoch, dass sich $G_{opt}(RLZ_c)$ signifikant erhöht und die CE bei ca. 264 nm maximal wird. Dieses Maximum ist folglich im spektralen Verlauf der EQE innerhalb der Bandkantenregion erkennbar.
Im Sättigungsbetrieb ist $w_{c,y} = t_{abs}$ und Photogeneration findet aufgrund des in den Absorber transmittierten Signals immer innerhalb der RLZ statt. Die EQE verläuft deshalb, wie bei der FS-Bestrahlung, oberhalb der Bandkante zunächst konstant.
Unter RS-Bestrahlung ist das Transmissionsvermögen in den AlGaN-Absorber für die Schichtenfolge $Luft/Saphir/AlN/Al_{0,5}Ga_{0,5}N$

$$T_{opt}^{RS}(\lambda) = T_{Luft/Saphir} \cdot T_{Saphir/AlN} \cdot \exp\left(-\alpha_{opt,AlN} \cdot t_{AlN}\right) \cdot T_{AlN/AlGaN}, \tag{3.9}$$

mit der Dicke $t_{\mathrm{AlN}} = 0{,}5\,\mu\mathrm{m}$ sowie dem Absorptionskoeffizienten $\alpha_{\mathrm{opt,AlN}}$ der Pufferschicht. Demnach wird der kurzwellige Cut-off der EQE bei ca. 210 nm aufgrund der einsetzenden Absorption des optischen Signals in der AlN-Pufferschicht hervorgerufen.
Wie auch schon für die EQE-Kennlinien erwähnt, fällt die spektrale EQE im Sättigungsbetrieb im 1D-Modell geringer aus als in der Messung. Dazu kommt, dass die CE nicht auf die AlN-Pufferschicht erweitert wurde, was zur einer Unterschätzung der EQE unterhalb 210 nm führt. Trotzdem konnte ein qualitatives Bild von der generellen Funktionsweise der Absorberschicht unter FS- und RS-Bestrahlung generiert werden.

3.3. Erläuterung der Ergebnisse anhand der 2D-Simulation

Anhand des 1D-Modells konnte ein Teil der beobachteten Trends für front- und rückseitig bestrahlte $\mathrm{Al}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{N}$ MSM PD qualitativ eingeordnet und ein vereinfachtes Bild der Vorgänge innerhalb der MSM Struktur entwickelt werden. Die gemessenen Spektren und Kennlinien der EQE unter frontseitiger (FS) Bestrahlung können durch das spannungsabhängige Verhalten der RLZ an der Kathode nachvollzogen werden. Das beobachtete Sättigungsverhalten der EQE unter rückseitiger (RS) Betrahlung lässt sich als vertikales Durchreichen der vorgespannten RLZ zur Absorberunterseite, und damit die vollständige vertikale Verarmung des Absorbers unterhalb der Kathode, auffassen. In diesem Bild ist auch die unterschiedliche spektrale Form der EQE unterhalb und oberhalb der Sättigungsspannung leicht zu verstehen. Allerdings lassen sich der abrupte Anstieg der EQE vor deren Sättigung sowie die deutlich höheren Sättigungswerte im Experiment nicht durch das vereinfachte 1D-Modell reproduzieren.
In diesem Abschnitt wird zunächst das Schwellen- und Sättigungsverhalten eines 0,5 µm-AlGaN/AlN MSM Photodetektors unter RS-Bestrahlung mit Hilfe der in Kapitel 2.4 vorgestellten 2D-Drift-Diffusions-Modellierung erklärt. Hierbei stehen die elektrischen Eigenschaften des AlGaN/AlN-Heteroübergangs, d. h. polarisations- und defektinduzierte Grenzflächenladungen im Vordergrund. Anhand der daraus gewonnenen Erkenntnisse sowie weiterer Simulationsberechnungen wird zudem eine mögliche Ursache für die vergleichsweise geringe EQE dieses PD unter FS-Bestrahlung diskutiert.

3.3.1. Schwellen- und Sättigungsverhalten unter RS-Bestrahlung

Unter Einbeziehung von Grenzflächenladungen σ_i an der Oberfläche ($i = 1$) und am AlGaN/AlN-Heteroübergang ($i = 2$) lässt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der 2D-Simulation und den Messungen erreichen. Die simulierte EQE-Spannungskennlinie bei RS-Bestrahlung in Abb. 3.7 a gibt sowohl das Schwellenverhalten U_{thr} als auch die Höhe der Sättigung EQE_{sat} korrekt wieder. Die Diskussion des EQE-Verhältnisses erübrigt sich hier aufgrund der guten Übereinstimmung. Nachfolgend werden die zugrunde liegenden Mechanismen anhand der 2D-Daten für die elektrische Feldverteilung F_{elektr} sowie die Lochstromdichten j_{p} innerhalb der Simulationseinheitszelle unterhalb der Schwelle sowie im Sättigungsbetrieb analysiert. Es liegen die in Tabelle 3.1 aufgelis-

Tabelle 3.1.: Simulationsparameter für die in Abb. 3.7 a gezeigten Kennlinien des 0,5 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD: Hintergrunddotierung N_D, SRH Rekombinationslebensdauer für Löcher τ_p und für Elektronen τ_n, Niedrigfeld-Beweglichekeit für Löcher μ_{p0} und Gesamtflächenladungsdichte σ an der entsprechenden Schichtobergrenze.

Schicht	N_D (cm^{-3})	τ_p (ps)	τ_n (ns)	μ_{p0} ($cm^2/V{-}s$)	σ_i/e ($10^{12}cm^{-2}$)
$Al_{0,5}Ga_{0,5}N$	$1,2 \times 10^{17}$	30	1	30	-0.42
AlN	$1,0 \times 10^{17}$	30	1	30	-1.74

teten Simulationsparameter zugrunde, deren Diskussion im Verlauf der Arbeit jeweils an geeigneter Stelle stattfinden soll. Dabei werden anhand neu gewonnener Erkenntnisse ebenfalls Korrekturen vorgenommen und erläutert. Erwähnenswert ist hier jedoch schon, dass die Variation der Rekombinationslebensdauer für Elektronen τ_n zwischen einigen 10 ps und 1 ns auf die Kennlinien von symmetrischen MSM PD keinen signifikanten Einfluss hat. Sie wurden deshalb, wenn nicht anders gesagt, für eine schnellere Konvergenz der Lösungen auf 1 ns heraufgesetzt. Erst bei der Diskussion von geometrisch asymmetrischen MSM PD im nächsten Kapitel wird τ_n sinnvoll angepasst.

3.3.1.1. Hintergrunddotierung

Wie schon im 1D-Modell ist die Hintergrunddotierung ein maßgeblicher Fitparameter für Schwellen- bzw. Sättigungsspannung. In Abbildung 3.7 b sind simulierte EQE-Kennlinien für Dotierungen N_D zwischen $8 \times 10^{16}\,cm^{-3}$ und $1{,}6 \times 10^{17}\,cm^{-3}$ gezeigt. Der Einfluss auf EQE_{sat} ist an dieser Stelle nicht ausschlaggebend. Vielmehr soll auf den direkten Zusammenhang zwischen Schwellenspannung U_{thr} (bzw. U_{sat}) und Hintergrunddotierung N_D hingewiesen werden. Im Insert ergibt sich ein linearer Zusammenhang, dessen Steigung nach Gl. (A.11) mit $w_{RLZ} = t_{abs}$ durch die Absorberschichtdicke t_{abs} festegelegt ist. Für einen dünneren Absorber mit z. B. 0,3 µm Schichtdicke ist demnach eine Reduktion von U_{thr} zwischen 10 V und 20 V möglich.
Die beste Übereinstimmung zum Experiment ergibt sich für $N_D = 1{,}2 \times 10^{17}\,cm^{-3}$, was bei Annahme einer nicht dotierten Schicht etwas überhöht ist. Dieser Wert ließ sich für die untersuchte Probe auch nicht experimentell bestätigen. Zum Beispiel konnte durch eine kontaktlose Schichtwiderstandbestimmung am FBH keine entsprechende Schichtleitfähigkeit nachgewiesen werden.
Da sich ein Großteil der Simulationen jedoch mit $N_D = 1{,}2 \times 10^{17}\,cm^{-3} \pm 1 \times 10^{16}\,cm^{-3}$ in ein schlüssiges Gesamtbild einordnen lässt, steht vielmehr die Allgemeingültigkeit der abgeleiteten Aussagen im Vordergrund. In Kapitel 4.1.2 wird darüber hinaus noch die Kontamination an der Heterogrenzfläche als mögliche Ursache für eine entsprechende Korrektur von N_D zu einem niedrigeren Wert von $8 \times 10^{16}\,cm^{-3}$ diskutiert.

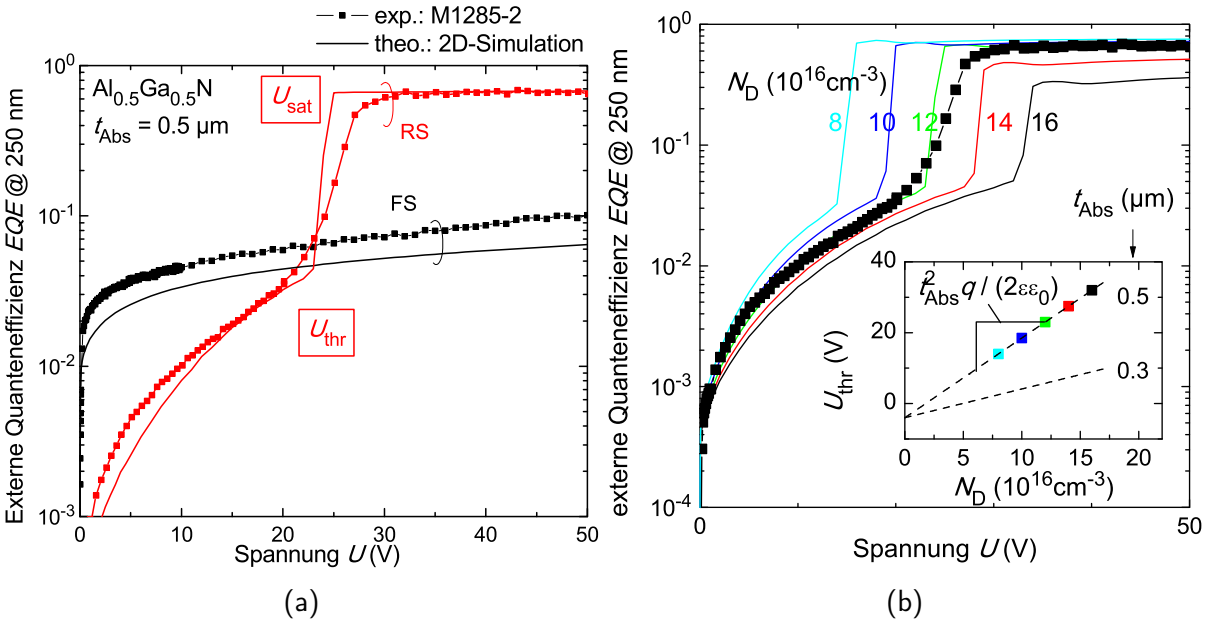


Abbildung 3.7.: (a) Vergleich gemessener (Punkte) und anhand des 2D-Modells berechneter (Linien) EQE-Kennlinien eines $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD mit 0,5 µm dickem Absorber (Probe M1285-2) unter frontseitiger (FS: schwarz) und rückseitiger (RS: rot) Bestrahlung bei $\lambda = 250$ nm. (b) Berechnete EQE-Kennlinien unter RS-Bestrahlung für verschiedene Hintergrunddotierungen N_D. Insert: Schwellenspannung U_{thr} als Funktion von N_D für $t_{abs} = 0{,}5$ µm und 0,3 µm.

3.3.1.2. Feldverteilungen und Lochströme

In Abbildung 3.8 a und b sind die Konturplots von elektrischer Feldstärke F_{elektr} in der unbestrahlten Simulationseinheitszelle sowie von Lochstromdichten j_p unter RS-Bestrahlung für Spannungen unterhalb der Schwelle (5 V) bzw. im Sättigungsbetrieb (30 V) dargestellt. Zu den bisher im 1D-Modell angesprochenen Raumladungszonen RLZ_c und RLZ_a unter den Elektroden sind nun zusätzlich zwei weitere RLZ vorhanden. Diese, RLZ_1 an der Absorberoberfläche und RLZ_2 am $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Heteroübergang, werden durch negative Flächenladungsdichten σ_i verursacht, welche hier als polarisations- ($\sigma_{Pi} < 0$) und defektinduziert ($\sigma_{Q,i} > 0$) angenommen werden. Einzelheiten dazu wurden in Abschnitt 2.4.2 erläutert. F_{elektr} ist in diesen beiden RLZ zum jeweiligen Übergang $i = 1$ bzw. 2 gerichtet und nimmt in diese Richtungen auf Maximalfeldstärken von ca. 80 kV/cm bzw. 140 kV/cm zu.

Unter RS-Bestrahlung driftet ein Großteil der photogenerierten Löcher in der RLZ_2 zum Heteroübergang (s. Abb. 3.8 a und b unten). Ein weiterer Teil der Löcher diffundiert aus Gebieten geringer Feldstärke aufgrund des Generationsprofils vom Übergang weg in das Volumen des Absorbers und rekombiniert mit den Hintergrundelektronen. Unterhalb der Schwelle tragen beide Ströme nicht zur EQE bei (s. Abb. 3.8 a). Wie auch schon im 1D-Modell gedeutet, ist die EQE dann nur durch die geringe Photgenerationsrate $\sim 10^{17}\,\text{cm}^{-3}\,\text{s}^{-1}$ innerhalb RLZ_c gegeben. Im Sättigungsbetrieb reicht RLZ_c bis zum AlGaN/AlN-Übergang und kehrt das elektrische Feld im Überlappbereich mit der RLZ_2 um (Abb. 3.8 b). Nun driften die dort photogenerierten Löcher zum Großteil direkt

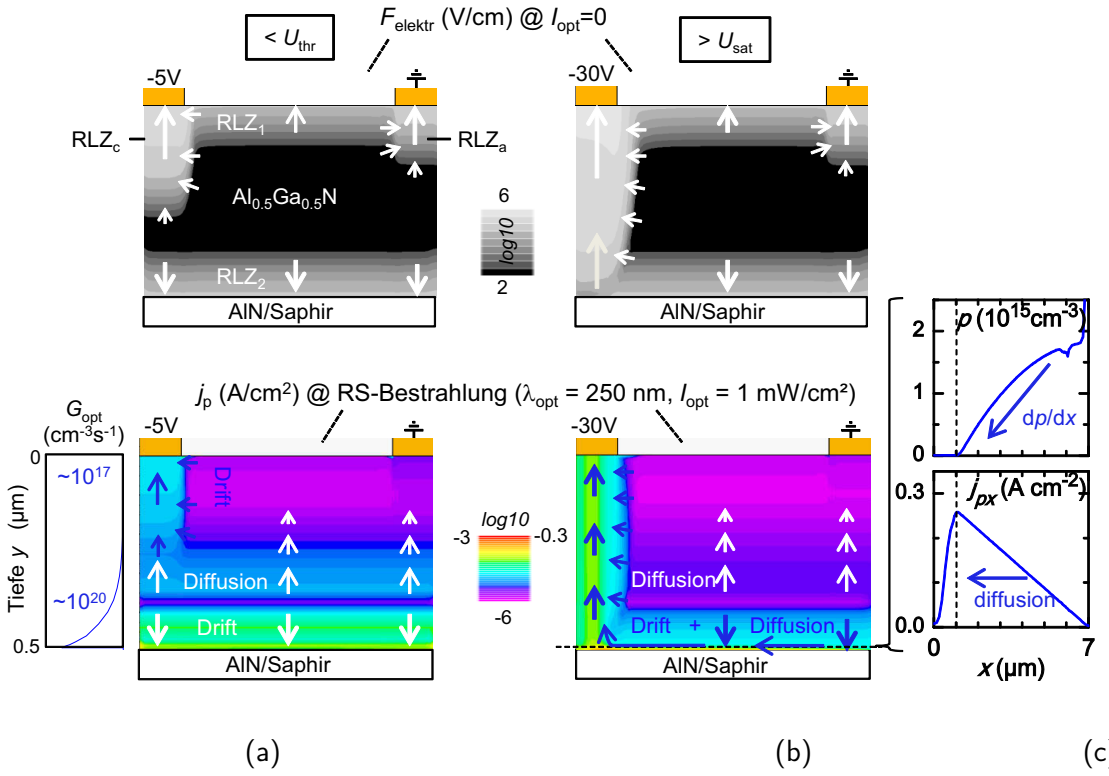


Abbildung 3.8.: Simulationsdaten für den 0,5 µm dicken MSM PD (a) unterhalb der Schwelle bei 5 V und (b) im Sättigungsbetrieb bei 30 V – c und a bezeichnen Kathode und Anode. Logarithmische Konturplots der elektrischen Feldstärke E_{field} im Dunkeln (*oben*) und der Lochstromdichte j_p unter RS-Bestrahlung bei 250 nm mit 1 mW cm^{-2} (*unten*), Profil der optischen Generationsrate G_{opt} über der Absorbertiefe y. Pfeile deuten Stärke und Richtung der jeweiligen Größe an. (c) 1D-Profile von Lochkonzentration p (*oben*) sowie lateraler Lochstromdichte j_{px} (*unten*) entlang der $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN Grenzfläche.

zur Kathode, während die photogenerierten Elektronen zum Übergang gedrängt werden und dort einen gewissen Rekombinationsverlust verursachen können. Letzteres wird im Zusammenhang mit geometrisch asymmetrischen MSM PD in Abschnitt 4.2.2.1 wieder aufgegriffen. Am Heteroübergang akkumulierte Löcher driften direkt in die RLZ_c und entlang der gesamten Grenzfläche bildet sich ein Gradient dp/dx der Lochkonzentration aus (Abb. 3.8 c oben). Dadurch wird ein lateraler Diffusionsstrom j_{px} entlang des gesamten Übergangs in Gang gesetzt und sämtliche in RLZ_2 akkumulierte Löcher tragen zur EQE bei (Abb. 3.8 c unten).

Das Schwellenverhalten der EQE, also deren sprunghafter Anstieg zwischen U_{thr} und U_{sat}, ist somit auf das Einsammeln akkumulierter Löcher aus der RLZ_2 zurückzuführen, wenn die RLZ_c bis zur $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Grenzfläche durchgreift. Im 1D-Modell beträgt die EQE am Sättigungspunkt gerade mal knapp 20 %, da nur die RLZ_c, also gerade mal etwas über 1/7 der Gesamteinheitszelle, zum Sammelvolumen beiträgt. Im 2D-Modell liegt die EQE im Sättigungsbereich dagegen oberhalb von 60 %, weil hier die RLZ_2 entlang der AlGaN/AlN-Grenzfläche als Sammelvolumen wirkt. Die Ursache dafür, dass nicht die maximal erreichbaren EQE von 89 % unter RS-Bestrahlung erzielt wird, sondern beinahe bis zu 30 Prozentpunkte weniger, wird nachfolgend diskutiert.

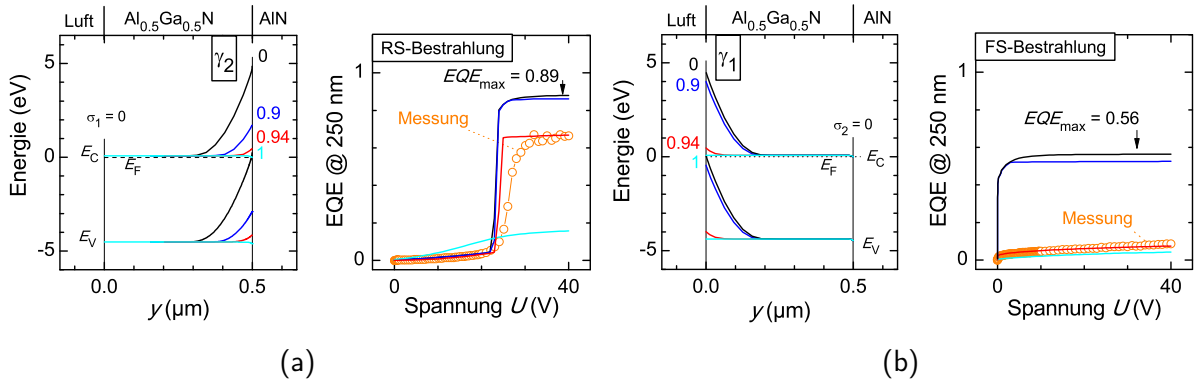


Abbildung 3.9.: Zur Justage der Flächenladungsdichten σ_i in der Simulation (Linien) anhand der Messdaten (offene Kreise). (a) Banddiagramme im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorber für verschiedene Kompensationsfaktoren γ_2 (*links*) und resultierende EQE-Kennlinien unter RS-Bestrahlung (*rechts*). (b) Banddiagramme im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorber für verschiedene Kompensationsfaktoren γ_1 (*links*) und resultierende EQE-Kennlinien unter FS-Bestrahlung (*rechts*).

3.3.1.3. Grenzflächenladung am AlGaN/AlN-Übergang

Unter RS-Bestrahlung wird in der RLZ_2 eine hohe Lochkonzentration angesammelt und oberhalb der Schwellenspannung über die Kathode abgeführt. Da die EQE im Sättigungsbetrieb i.A. durch den Überlapp zwischen optischer Generationsrate und elektrischem Feld in der RLZ_2 gegeben ist [99], wurde EQE_{sat} in der Simulation über die Höhe der Grenzflächenladung σ_2 gemäß

$$\sigma_2 = (1-\gamma_2)\cdot\sigma_{\mathrm{P2}} \qquad \text{mit } \gamma_2 = -\sigma_{\mathrm{Q2}}/\sigma_{\mathrm{P2}} \tag{3.10}$$

an die Messungen angepasst (vgl. Abschnitt 2.4.2). Dies ist in Abb. 3.9 a unter Vernachlässigung der Oberflächenladung σ_1 gezeigt. Ist keine defektinduzierte Flächenladung vorhanden ($\gamma_2 = 0$), dann ist die Verbiegung der Energiebänder ΔE am Übergang $\propto E_{\mathrm{g}}$ und die Weite w_2 der RLZ_2 beträgt in etwa 0,25 µm. Bei einer optischen Eindringtiefe $1/\alpha_{\mathrm{opt}}$ von $< 0{,}1$ µm gibt es demnach kaum Rekombinationsverluste in feldfreiem Absorbervolumen und EQE_{sat} erreicht ca. 89 %, wie die Kennlinie in Abb. 3.9 a zeigt. Wird dagegen die Polarisationsladung vollständig kompensiert ($\gamma_2 = 1$) sind die Bänder nach unten gebogen und es liegt eine dünne Elektronenanreicherungsschicht mit $n \sim 10^{19}\mathrm{cm}^{-3}$ vor, welche durch den Dotierunterschied und die Band-offsets von Absorber- und Pufferschicht gegeben ist. Nicht in der RLZ_c photogenerierte Löcher rekombinieren also entweder direkt am Übergang oder im Volumen und ein abruptes Ansteigen der EQE bleibt aus. Trotzdem sättigt die EQE bei ca. 16 %, da der Absorber bei ausreichender Spannung unter der Kathode nahezu vollständig verarmt ist.
Am besten stimmt die simulierte Kennlinie für $\gamma_2 = 0.94$, was einer Flächenladung von $\sigma_2 \approx -e \cdot 1{,}74 \times 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$ entspricht, mit der experimentellen Kurve überein. Jetzt ist ΔE auf 0,37 eV reduziert und w_2 misst weniger als 0,1 µm, so dass EQE_{sat} durch einen signifikanten Verluststrom photogenerierter Löcher ins Volumen auf ca. 67 % limitiert ist. Damit ist die hohe Kompensation der Polarisationsladung am AlGaN/AlN-Übergang für den Verlust zur maximal erreichbaren EQE von 89 % verantwortlich.

Im Umkehrschluss kann nun auch nachvollzogen werden, dass die EQE im Sättigungsbereich mit steigender Dotierung, wegen einer entsprechenden Reduktion der Ausdehnung der RLZ_2 gemäß $w_2 \propto 1/\sqrt{N_D}$ nach Gl. (A.11), sinkt (Abb. 3.7 b).
An dieser Stelle soll außerdem noch einmal betont werden, dass die Höhe der Schwellenspannung nicht durch die Höhe von σ_2 beeinflusst wird, sobald sich netto eine positive Raumladung am AlGaN/AlN Übergang ausgebildet hat.

3.3.2. EQE unter FS-Bestrahlung

Unter rückseitiger Bestrahlung werden durch das Einsammeln von in RLZ_2 akkumulierten Löchern sehr hohe EQE-Werte nahe EQE_{max}^{RS} oberhalb von ca. 25 V erreicht. Trotz der Präsenz der RLZ_1 an der Oberfläche ist die EQE unter frontseitiger Bestrahlung mit gerade mal 10 % bei 50 V um ein Vielfaches geringer als die maximal Erreichbare von 56 % für das M5-Motiv. Diese Diskrepanz wird im Folgenden erläutert.

3.3.2.1. Oberflächenladung und Elektronenverarmung

Gemäß der Ausführungen des letzten Abschnitts wurden ebenfalls die Oberflächenladungen σ_1 über die EQE-Kennlinien unter FS-Bestrahlung angepasst (s. Abb. 3.9 b). Die grundlegenden Verhältnisse bzgl. des Kompensationsfaktors γ_1 sind hier sehr ähnlich und sollen nur kurz wieder gegeben werden. Liegt keine Kompensation durch defekt-induzierte Ladungen vor ($\gamma_1 = 0$), so resultieren maximale Bandverbiegung und Weite der RLZ_1 und die simulierte EQE erreicht den Maximalwert von ca. 56 %. Ist die gesamte Polarisationsladung kompensiert ($\gamma_1 = 1$) sind die Bänder an der Oberfläche flach und die simulierte EQE-Kennlinie verläuft unterhalb der Messkurve. Die beste Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung ergibt sich gerade für $\gamma_1 = 0,98$ was einer sehr geringen Nettoflächenladung von $\sigma_1 \approx -e \cdot 4.2 \times 10^{11}\mathrm{cm}^{-2}$ entspricht. Wie in Abb. 3.10 a dargestellt liegt die maximale Feldstärke in der RLZ_1 mit ca. 80 kV/cm deutlich unter 140 kV/cm in RLZ_2 – der gezeigte Schnitt verläuft zwischen den Elektroden entlang der Detektormitte und ist daher nicht durch die angelegte Spannung von 30 V beeinflusst. Ohne Bestrahlung ist bei dieser Feldstärke eine sehr hohe Elektronendichte $n > 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$ in der RLZ_1 an der Oberfläche vorhanden (Abb. 3.10 a, oben). Bei FS-Bestrahlung rekombinieren die photogenerierten Löcher demnach sofort mit den Hintergrundelektronen an der Oberfläche (Abb. 3.10 b, oben) und es resultiert eine sehr geringe mobile Löcherkonzentration $p < 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-2}$ (Abb. 3.10 a, oben).
Am $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Übergang liegt dagegen schon im unbeleuchteten Fall eine deutlich stärkere Elektronenverarmung vor ($n > 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$). Unter RS-Bestrahlung nimmt die Verarmung nun aufgrund der Ansammlung photogenerierter Löcher sogar auf $p \lesssim 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$ zu (Abb. 3.10 a, unten). Damit ist die Rekombinationsrate am AlGaN/AlN-Übergang mit $R_{SRH} \ll 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}\,\mathrm{s}^{-1}$ deutlich geringer als die Photogenerationsrate (s. Abb. 3.10 b, unten) und der laterale Diffusionsstrom photogenerierter Löcher in die RLZ_c wird ermöglicht. Unter FS-Bestrahlung ist die Rekombinationrate dagegen innerhalb der ersten 10 nm zur Oberfläche deutlich höher als die Photogenerationrate ($R_{SRH} \sim 1{,}6 \times 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}\,\mathrm{s}^{-1} > G_{opt}$) und es fließen nur sehr geringe laterale Diffusionsströme, die in unterschiedlicher

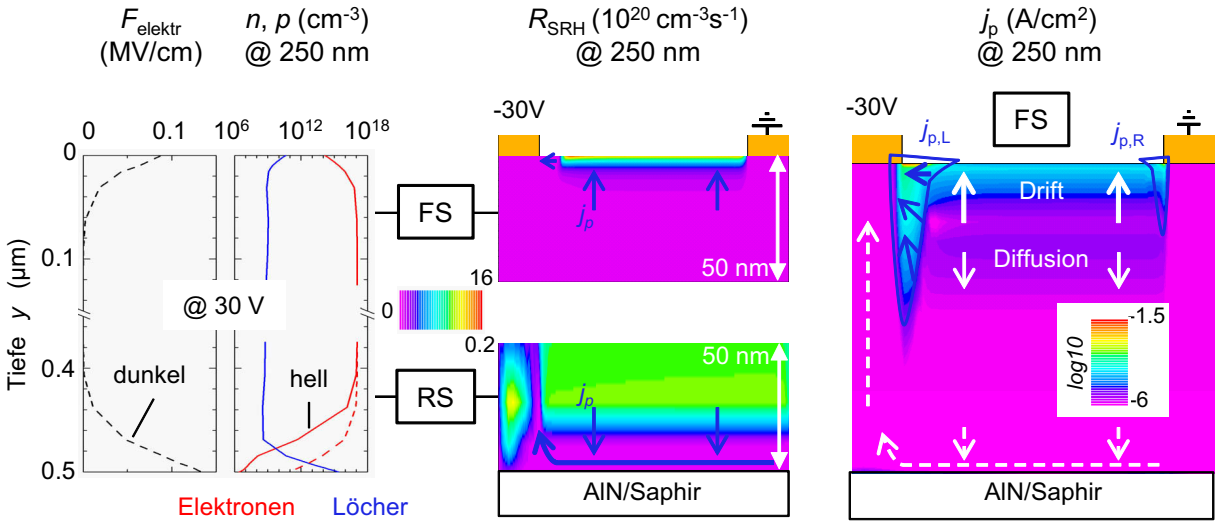


Abbildung 3.10.: Simulationsdaten für den 0,5 µm dicken MSM PD im Sättigungsbetrieb bei 30 V. (a) Linienplots der elektrischen Feldstärke F_{elektr} (*links*) und der Ladungsträgerkonzentrationen n und p (*rechts*) unter FS- (*oben*) bzw. RS-Bestrahlung (*unten*) bei 250 nm. (b) Entsprechende Konturplots der SRH-Rekombinationsrate R_{SRH} innerhalb der ersten 50 nm vom jeweiligen Materialübergang. (c) Logarithmischer Konturplot der Lochstromdichte j_p unter FS-Bestrahlung. Pfeile deuten Stärke und Richtung der angezeigten Größe an.

Stärke zu den beiden Elektroden gerichtet sind.
Insgesamt bilden sich unter FS-Bestrahlung zwar signifikante Driftströme im Feld der RLZ_1 aus (Abb. 3.10 c), jedoch sind die Rekombinationsverluste an der Oberfläche aufgrund einer schwachen Elektronenverarmung zu hoch. Letzteres wird im 2D-Rechenmodell durch eine verhältnismäßig starke Kompensation der Polarisationsladungen verursacht. Die EQE unter FS-Bestrahlung wird dann hauptsächlich durch die Differenz der Driftströme an den beiden Elektroden ($j_{pL} - j_{pR}$) bestimmt.
Abschließend soll an dieser Stelle noch darauf hingewiesen werden, dass sich unter FS-Bestrahlung ebenfalls ein lateraler Diffusionsstrom am AlGaN/AlN-Übergang ausbildet, der im Sättigungsbetrieb auch über die Kathode abfließt (gestrichelte Pfeile in Abb. 3.10 c). Wegen der Dicke der Absorberschicht ist dieser Strom jedoch sehr gering.

3.4. Zusammenfassung des Kapitels

In diesem Kapitel wurde die EQE front- und rückseitig bestrahlter AlGaN MSM Photodetektoren untersucht. Die spektralen Charakterisitka wurden dazu anhand des Verlaufs des optischen Absorptionskoeffizienten analysiert. Die energetische Position der Bandkantenregion im EQE-Spektrum wird demnach direkt durch den Zusammenhang zwischen Bandlückenenergie und Al-Gehalt der Absorberschicht beschrieben und der spektrale Verlauf ist in diesem Wellenlängenbereich durch Kompositionsfluktuationen und den exponentiellen Urbach-Martienssen-Tail gekennzeichnet. Oberhalb der Bandlücke hängt

sowohl die spektrale Form der EQE als auch deren Spannungsverhalten entscheidend vom Bestrahlungsmodus ab. Im Gegensatz zum stetigen Spannungsverlauf einer spektral flachen EQE unter frontseitiger Bestrahlung, wurde unter rückseitiger Bestrahlung ein Schwellen- und Sättigungsverhalten der EQE als Funktion der Spannung mit entsprechendem Übergang von einem schmalen zu einem breiten Spektrum beoabachtet. Zudem fällt die Sättigungs-EQE unter RS-Bestrahlung um ein Vielfaches höher aus, als die EQE unter FS-Bestrahlung unter sonst gleichen Betriebsbedingungen. Dieses Verhalten wurde qualitativ teilweise durch ein vereinfachtes 1D-Modell bzw. deutlich umfassender durch 2D-Simulationsergebnisse für einen $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD mit einer Absorberschichtdicke von 0,5 µm erklärt. Das sich ergebende Bild basiert dabei auf dem Zusammenspiel zwischen der Akkumulation von photogenerierten Löchern in der polarisationsinduzierten RLZ am AlGaN/AlN-Heteroübergang und der spannungsabhängigen Ausdehnung der RLZ unterhalb der vorgespannten Kathode. Da unter RS-Bestrahlung keine Abschattung durch Elektroden vorliegt und außerdem die gesamte RLZ an der AlGaN/AlN-Grenzfläche als Sammelvolumen wirksam ist, wird im Sättigungsbetrieb ($\gtrsim 30\,\mathrm{V}$) eine deutlich höhere EQE erzielt ($\sim 68\,\%$), als unter FS-Bestrahlung ($\sim 10\,\%$). Der Vergleich zwischen Experiment und Modell zeigt allerdings auch, dass neben Polarisationsladungen, sowohl am AlGaN/AlN-Übergang als auch am Luft/AlGaN-Übergang, kompensierende Grenzflächenladungen vorhanden sein müssen. Da sich dies auf die Höhe der Elektronenverarmung bzw. die Breite einer RLZ auswirkt, wird dies als Ursache für die sehr geringe EQE unter FS-Bestrahlung einerseits und die Differenz der gemessenen zur maximal erreichbaren EQE unter RS-Bestrahlung andererseits gedeutet.
Diese Ergebnisse bilden die Ausgangslage zur Untersuchung verschiedener Optimierungsansätze für AlGaN-basierte MSM PD im nächsten Kapitel.

Kapitel 4.

Optimierung AlGaN-basierter MSM PD

Das Hauptziel des vorliegenden Kapitels ist es, sinnvolle Strategien zur Maximierung der externen Quanteneffizienz AlGaN-basierter MSM Photodetektoren bei möglichst geringen Betriebsspannungen zu entwickeln. Dazu wird sowohl die Schichtstruktur als auch die Elektrodengeometrie und letztlich sogar das Metallisierungsschema von AlGaN MSM PD variiert. Der ständige Abgleich zwischen experimentellen und modellierten Charakterisierungsergebnissen dient dabei teils zur Bestätigung der Vorgehensweise und teils zur Festigung gewonnener Erkenntnisse über die Funktionsweise dieser Bauteile.

4.1. Variation der Schichtstruktur

Im vorigen Kapitel ergaben sich deutliche Hinweise dafür, dass das spannungsabhängige Schwellen- und Sättigungsverhalten der EQE eines rückseitig bestrahlen MSM PD direkt mit dessen $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorberschichtdicke verknüpft ist. Deshalb wird im Folgenden zunächst die Verringerung der Absorberschichtdicke thematisiert. Im Anschluss daran wird eine mögliche Ursache für die bisher ohne direkten Befund angenommene defektinduzierte Grenzflächenladung diskutiert. Am Ende wird dann auf die Charakteristika von $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD ohne AlN-Pufferschicht eingegangen.

4.1.1. Einfluss der Absorberschichtdicke

Das vertikale Durchgreifen der Raumladungszone RLZ_c unter dem vorgespannten Kontakt ermöglicht den effizienten Transport photogenerierter Löcher, die im Feld der RLZ_2 zum Absorber/Puffer-Übergang driften. Es liegt also nahe, dass die Schwellen- bzw. Sättigungsspannung eines rückseitig bestrahlten $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD durch dessen Absorberschichtdicke festgelegt ist. Wie die gemessenen EQE-Kennlinien der Probenserie M128x-y mit t_{abs} von 0,5 µm, 0,3 µm und 0,1 µm im linken Diagramm der Abb. 4.1 a zeigen, weisen alle gemessenen EQE-Kennlinien unter RS-Bestrahlung die im letzten Kapitel besprochenen Schwellen- und Sättigungscharakteristika auf (Probendaten: s. Tabelle A.3 im Anhang). Dabei nimmt die Schwellenspannung U_{thr} mit sinkender Absorberschichtdicke tatsächlich von 22 V für $t_{abs} = 0{,}5$ µm auf ca. 5 V für 0,1 µm ab. Zwar nimmt gleichzeitig ebenfalls das Sättigungsniveau EQE_{sat} der PD bei 50 V von 67 % auf 48 % ab, dafür steigt

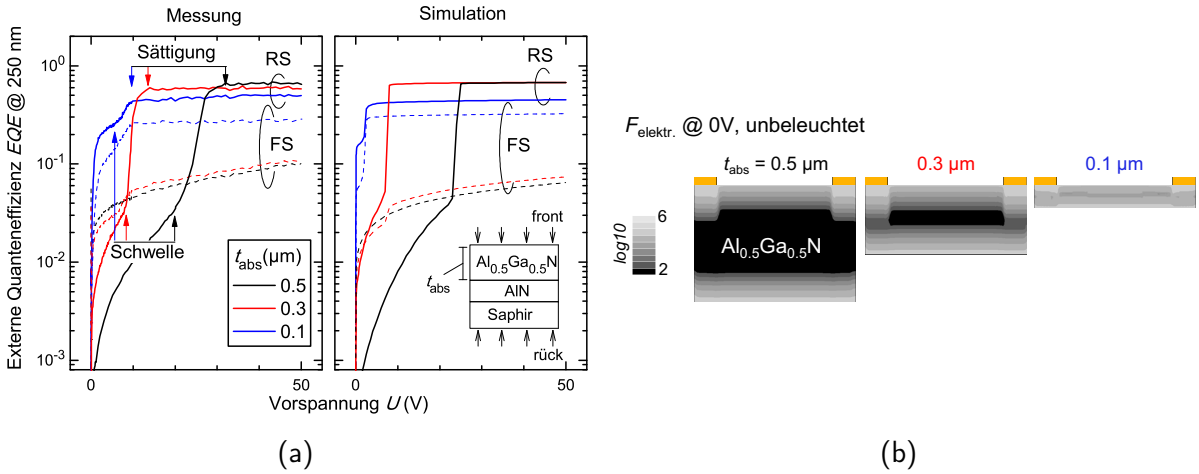


Abbildung 4.1.: (a) EQE-Kennlinien von $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD mit unterschiedlicher Absorberschichtdicke t_{abs} = 0,5 µm, 0,3 µm und 0,1 µm unter rückseitiger (RS) bzw. frontseitiger (FS) Bestrahlung bei einer Wellenlänge von 250 nm; gemessene (*links*) und simulierte (*rechts*) Daten. Insert: Skizze von Probenstruktur und Bestrahlungsmodi. (b) Logarithmische Konturplots der elektrischen Feldstärke F_{elektr} der Einheitszellen unterschiedlicher Schichtdicke bei 0 V ohne Bestrahlung.

jedoch die EQE unterhalb der Schwelle von nur wenigen Prozent für t_{abs} = 0,3 µm auf 20 % bis 30 % für t_{abs} = 0,1 µm.
Unter frontseitiger Bestrahlung (FS) sind ebenfalls deutliche Unterschiede im Kennlinienverlauf der drei PD zu erkennen. Mit sinkender Absorberdicke gehen die Kennlinien vom wurzelförmigen Verlauf des 0,5 µm dicken PD zunehmend in einen Schwellen- und Sättigungsverlauf über. Für t_{abs} = 0,3 µm steigt die EQE ab ca. 10 V, also dessen Schwellenspannung unter RS-Bestrahlung, geringfügig an und verläuft dann weiter wurzelförmig. Und der Kennlinienverlauf des 0,1 µm dünnen PD unterscheidet sich von jenem unter RS-Bestrahlung schließlich nur um einen offensichtlich konstanten Faktor.
Im rechten Diagramm der Abbildung 4.1 a sind die simulierten Kennlinienverläufe der drei PD-Strukturen bei Verwendung des Parametersatzes in Tabelle 3.1 gezeigt. Wie sich leicht erkennen lässt werden sämtliche experimentelle Trends qualitativ sehr gut reproduziert. Zwar könnten individuelle Anpassungen unterschiedlicher Parameter den Grad der Übereinstimmung erhöhen, jedoch ist dies nicht wirklich zielführend, da die nachfolgenden Interpretationen anhand der grundlegenden Mechanismen zunächst völlig ausreichend sind.

Interpretation der Kennlinienverläufe Aus dem letzten Kapitel ist bekannt, dass die Schwellenspannung U_{thr} den Abfluss photogenerierter Löcher aus RLZ_2 am Heteroübergang über RLZ_c zur Kathode markiert. Wie anhand des elektrischen Feldprofils innerhalb des 0,5 µm dicken Absorbers in Abb. 4.1 b zu erkennen ist, sind die RLZ_c und RLZ_a unter den Elektroden bei 0 V Vorspannung um ca. 0,1 µm in vertikaler Richtung ausgedehnt. Es besteht also ein räumlicher Abstand von ca. 0,3 µm zwischen diesen beiden RLZ und der lateral ausgedehnten RLZ_2, der durch die spannungsabhängige Ausdehnung der RLZ_c unter der negativ gepolten Kathode überbrückt wird. Für t_{abs} = 0,3 µm beginnen die

RLZ unter den Elektroden im spannungslosen Fall gerade mit der RLZ_2 zu überlappen. Demnach ist eine geringere Spannung nötig, um den vertikalen Durchgriff der Kathode zur RLZ_2 zu bewirken und die am Heteroübergang akkumulierten Löcher abzuführen. Innerhalb der 0,1 µm dünnen Absorberschicht überlagern sich schließlich die elektrischen Felder sämtlicher sich gegenüberliegender RLZ. Die Schicht ist im unbeleuchteten Fall vollständig von Elektronen verarmt und es gibt, abgesehen von den Orten der Feldumkehr (dunkle Bereiche), keine ausgedehnten feldfreien Bereiche mehr. Photogenerierte Elektronen und Löcher werden überall im Absorber räumlich voneinander getrennt und die Rekombinationsrate sinkt im gesamten Absorber deutlich ab, wodurch die EQE für den dünnsten PD schon unterhalb der Schwelle vergleichsweise hoch ausfällt. Die Sättigung ist jedoch erst erreicht, wenn das Grenzflächenfeld durch das Kathodenfeld ausreichend kompensiert ist, um die am Heteroübergang akkumulierten Löcher in Richtung Kathode zu bewegen. Für diesen dünnen PD ist bei Bestrahlung oberhalb der Bandlückenenergie jedoch $1/\alpha_{\mathrm{opt}} \lesssim 0{,}1\,\mu\mathrm{m}$, so dass zwischen den Elektroden ca. 30 % des UV-Signals transmittiert werden. Dieser Transmissionsverlust bewirkt die Reduktion der Sättigungs-EQE des dünnen PD.

In Kapitel 3.3.2 wurde für den 0,5 µm dicken PD unter FS-Bestrahlung schon auf einen geringen Strombeitrag aus der RLZ_2 am AlGaN/AlN-Übergang hingewiesen (s. Abb. 3.10 c). Dieser ist nun für den MSM PD mit 0,3 µm dünnem Absorber unter FS-Bestrahlung als zusätzlicher Beitrag im Kennlinienverlauf zu erkennen, da die Photogeneration nun in der RLZ_2 erhöht ist. Für den 0,1 µm dünnen Absorber ist die Photogeneration zwischen den Elektroden innerhalb des gesamten Absorbers schließlich so hoch, dass der über den Heteroübergang gesammelte Strombeitrag schließlich den gesamten Kennlinienverlauf unter FS-Bestrahlung dominiert. Im Sättigungsbetrieb unterscheiden sich die beiden Kennlinien (FS/RS) gerade um einen Faktor von ca. 0,6, was gerade dem nach Gl. (3.1) bestimmten Verhältnis $EQE^{\mathrm{FS}}_{\mathrm{max}}/EQE^{\mathrm{RS}}_{\mathrm{max}}$ von 56 %/89 % $\approx 0,63$ entspricht und somit genau die Einkoppelunterschiede der beiden Bestrahlungsmodi wiedergibt.

Diffusionslänge der Löcher Im letzten Kapitel wurde die Hintergrunddotierung des $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorbers anhand der Schwellenspannung und die Grenzflächenladung am $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Heteroübergang anhand der Sättigungs-EQE des rückseitig bestrahlten 0,5 µm dicken MSM PD diskutiert. Diese Größen sind nun bis auf Weiteres festgelegt. Nun bietet sich das Schwellen- und Sättigungsverhalten der EQE des frontseitig bestrahlten 0,3 µm dünnen MSM PD – und insbesondere dessen Fehlen in der Kennlinie des 0,5 µm dicken PD – dazu an, den Wert der Löcherbeweglichkeit in den Modellrechnungen diskutieren.
Durch die eben besprochenen Kennlinien dünner PD festigt sich das Bild, dass das Schwellen- und Sättigungsverhalten der EQE im Wesentlichen auf den Abfluss akkumulierter Löcher aus einem lateralen Reservoir (RLZ_2) zur Kathode zurückgeführt werden kann. Zur Vereinfachung wurde dabei auf die Diskussion der Elektronenströme verzichtet. Dies soll nun kurz anhand der Skizzen in Abbildung 4.2 a nachgeholt werden. Sofern die Überschusselektronen nicht mit freien Löchern rekombinieren, sammeln sie sich als negative Überschussladung im zuvor noch feldfreien Bereich des Absorbers und bilden den Gegen-

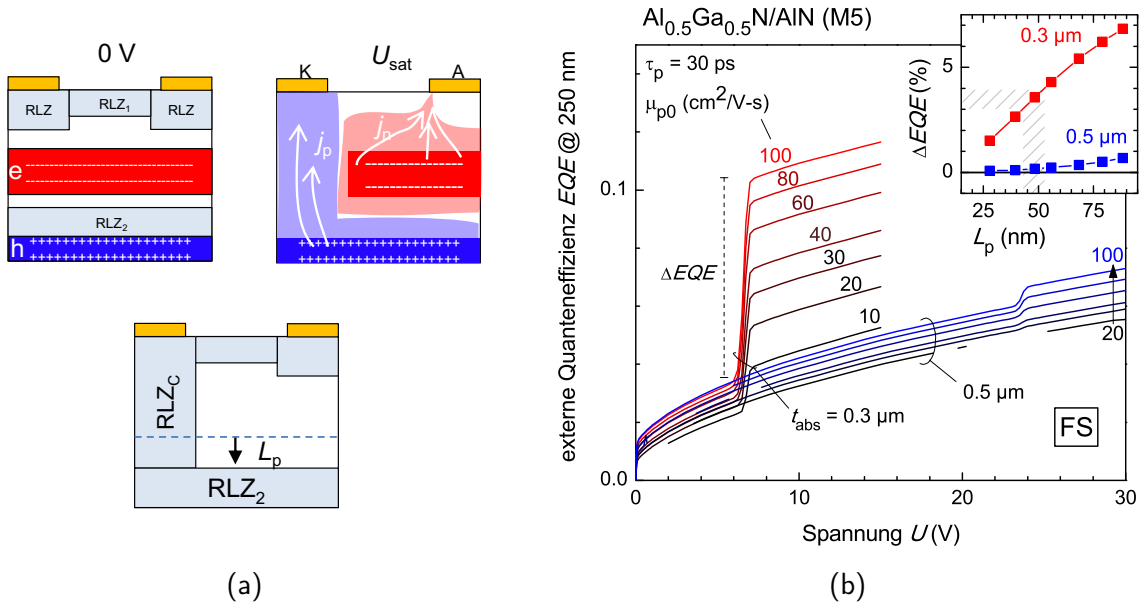
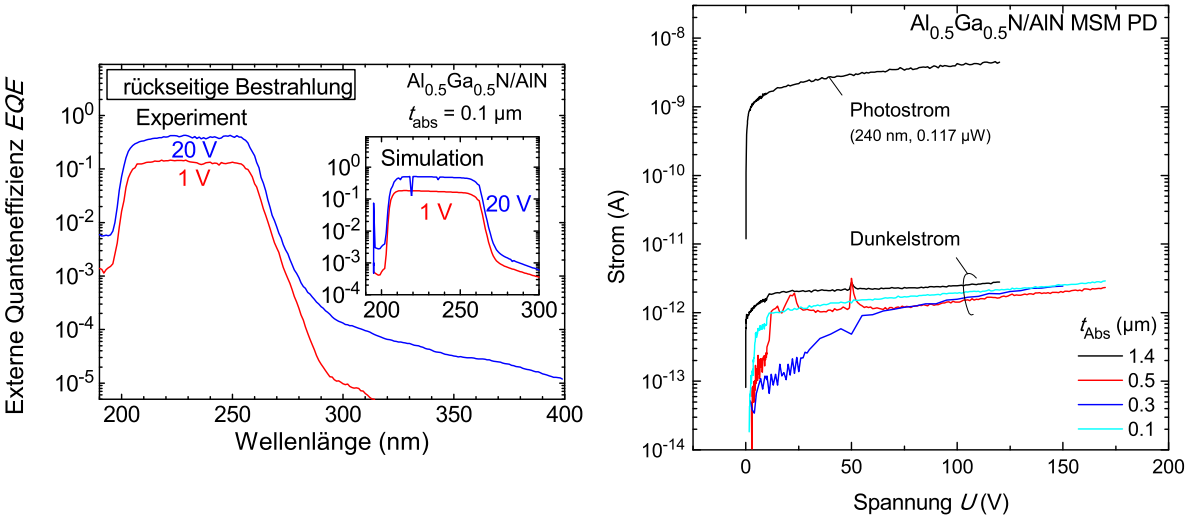


Abbildung 4.2.: Zur Erläuterung des Einflusses der Löcherdiffusionslänge L_p im Drift-Diffusions-Modell. (a) Skizzen der Einheitszelle (nur Absorber und Elektroden). Oben: Verteilung freier Elektronen und Löcher im RS-bestrahten PD bei 0 V (*links*) sowie die Stromdichten j_p und j_n zur Kathode K bzw. zur Anode A im Sättigungsbetrieb (*rechts*). Unten: Unter FS-Bestrahlung diffundieren (L_p) zusätzliche Löcher zum Rand der RLZ_2. (b) Simulierte EQE-Kennlinien der 0,5 µm und 0,3 µm dicken MSM PD unter frontseitiger Bestrahlung bei 250 nm für Löcherbeweglichkeiten μ_{p0} zwischen 10 $cm^2\,V^{-1}\,s^{-1}$ und 100 $cm^2\,V^{-1}\,s^{-1}$. Insert: EQE-Hub ΔEQE am jeweiligen Schwellen-/Sättigungspunkt als Funktion der Löcherdiffusionslänge $L_p = \sqrt{kT/e \cdot \tau_p \cdot \mu_{p0}}$

pol zur positiven Löcherladung (Skizze oben links). Unter Vorspannung ist der Überschusselektronenstrom zur Anode dann durch die zur Kathode fließende Löcherladung limitiert (Skizze oben rechts). Letztere wird, neben den Löcherströmen *innerhalb* der verschiedenen RLZ, auch von den Löcherdiffusionsströmen *in* diese RLZ bestimmt (Skizze unten) und hängt somit bei gegebener Löcherlebensdauer τ_p über die Niedrigfeldbeweglichkeit μ_{p0} direkt von der Diffusionslänge der Löcher $L_p \sim \sqrt{\mu_{p0}\tau_p}$ ab. Die für verschiedene Beweglichkeiten berechneten Kennlinien in Abbildung 4.2 b zeigen, dass der EQE-Hub ΔEQE am Übergang Schwelle/Sättigung für dicke MSM PD mit $t_{\mathrm{abs}} \geq 0{,}3\,\mu\mathrm{m}$ unter frontseitiger Bestrahlung mit steigender Beweglichkeit (und damit steigender Diffusionslänge) zunimmt (siehe auch Insert). Beim 0,3 µm dünnen PD beträgt ΔEQE im Experiment ca. drei Prozentpunkte, was sich gerade noch mit einer Beweglichkeit $\mu_{p0} \approx 30\,cm^2\,V^{-1}\,s^{-1}$ sehr gut reproduzieren lässt. Für höhere Beweglichkeiten überlagert sich in der Kennlinie des 0,5 µm dicken PD ebenfalls ein Schwellen- und Sättigungsbeitrag aus der RLZ_2. Dies konnte im Experiment allerdings nicht aufgelöst werden. Damit ist gezeigt, dass unter frontseitiger Bestrahlung dicker PD, neben der möglicherweise nur geringen Photogeneration in der lateralen RLZ_2, ebenfalls die Diffusion von Minoritätsladungsträgern in diese RLZ zur Höhe der Sättigungs-EQE beiträgt.
Die hier verwendeten Parameter führen dabei auf einen unteren Schätzwert für die Löcherdiffusionslänge von ca. 50 nm (Insert).



(a) (b)

Abbildung 4.3.: Spektrale EQE von $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD mit 0,1 µm dicker Absorberschicht. (a) Unter rückseitiger Bestrahlung bei Spannungen unterhalb der Schwelle (1 V) bzw. im Sättigungsbetrtieb (20 V). Das Insert zeigt entsprechende Simulationsergebnisse. (b) Dunkelstrom-Kennlinien von $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD der Probenserie M128x-y mit Absorberschichtdicken zwischen 1,4 µm und 0,1 µm. Zur Veranschaulichung des Photostrom/Dunkelstrom-Kontrastes ist die wurzelförmige Photostrom-Kennlinie des dicksten PD unter FS-Bestrahlung ebenfalls mit eingezeichnet.

EQE-Spektren dünner MSM PD unter RS-Bestrahlung Anders als beim 0,5 µm dicken PD ist die spektrale EQE des 0,1 µm dünnen MSM PD (Abb. 4.3 a) sowohl unterhalb der Schwelle (1 V) als auch im Sättigungsbetrieb (20 V) nahezu konstant bis unterhalb von ca. 200 nm wieder die Absorption des eingestrahlten UV-Signals in der AlN-Pufferschicht einsetzt. Da es keine feldfreien Gebiete im Absorber gibt und die Schicht nicht wesentlich dicker als die optische Eindringtiefe von UV-C-Licht ist, wirkt das dünne $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ nicht wie ein Filter und es kann kein spannungsabhängiger Übergang von einem schmalen zu einem breitem EQE-Spektrum beobachtet werden. Dies wird ebenfalls durch die entsprechenden 2D-Simulationsrechnungen bestätigt (s. Insert).

Dunkelstrom-Kennlinien Solange in einer schwach bzw. undotierten MSM-Struktur die thermionische Emission über die hohe Schottky-Barriere den Stromtransport an den Kontakten dominiert, sind nur sehr geringe Sperrsättigungsströme mit relativ schwacher Spannungsabhängigkeit zu erwarten. Wie in Abbildung 4.3 b für MSM PD (M5-Motiv) der M128x-y-Serie gezeigt ist, fließen unabhängig von der Absorberschichtdicke bis zu Spannungen von 100 V bzw. 160 V tatsächlich nur wenige pA.[1] Von Ausnahmen abgesehen, konnten bei sämtlichen FBH-AlGaN MSM PD im Allgemeinen nur sehr geringe Dunkelstromniveaus nachgewiesen werden, die häufig vielmehr die am Messtag vorlie-

[1] Die $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD auf der Probe M1287 mit $t_{abs} = 1{,}4\,\mu m$ weisen unter RS-Bestrahlung ab ca. 80 V bis 100 V ebenfalls ein Schwellen- und Sättigungsverhalten der EQE auf ($EQE_{sat} \approx 80\,\%$). Die bisherige Diskussion wurde jedoch aus Gründen der Überschaubarkeit auf die drei Proben mit dünneren Absorbern $\leq 0{,}5\,\mu m$ beschränkt.

gende Messuntergrenze wiederspiegelten. Ohne also die gezeigten Dunkelstromkennlinien allzu sehr zu belasten, kann zumindest festgehalten werden, dass es in den hier untersuchten MSM PD keine Hinweise auf hohe Leckströme oder sonstige plötzlich einsetzende Durchbruchmechanismen gibt. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird deshalb der Dunkelstrom von MSM PD nicht weiter thematisiert.

4.1.2. Einfluss der Grenzflächenkontamination

Die bisher erläuterten Simulationsergebnisse basieren auf den vereinfachenden Annahmen, dass (1) ein konstantes Dotierprofil (flacher, unbekannter Donator) in der Absorberschicht vorliegt und (2) der AlGaN/AlN-Heteroübergang auf atomarer Skala abrupt ist. Darüber hinaus wurden die negativen Polarisationsladungen an der AlGaN-Oberfläche und am AlGaN/AlN-Heteroübergang als durch positive defektinduzierte Flächenladungen (ebenfalls unbekannten Ursprungs) kompensiert angenommen, um die unterschiedlichen Messergebnisse für die front- und rückseitige Bestrahlung anhand der Simulationsdaten zu beschreiben. Die nachfolgend diskutierte SIMS-Analyse einer 0,3 µm-$Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Probe soll nun einen Erklärungsansatz für die Haltbarkeit dieser Annahmen liefern.

4.1.2.1. SIMS-Analyse einer 0,3 µm-$Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Probe

Die untersuchten Proben sind nominell nicht dotiert. Das heißt jedoch nicht, dass sie frei von Verunreinigungen sein müssen. Die Präsenz von Verunreinigungen während des Wachstums können z. B. auf die bei der MOVPE verwendeten Precursor-Gase oder auf parasitäre Abscheidungen an bzw. Ausscheidungen von Reaktorbestandteilen zurückgeführt werden. Abgesehen davon lässt die beobachtete Dicken- und Spannungsabhängigkeit des Schwellen- und Sättigungsverhaltens der EQE darauf schließen, dass ein ionisierbarer Donator in der $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Schicht vorhanden sein muss. Um mögliche atomare Verunreinigungen im MSM PD zu identifizieren, wurde also ein unprozessiertes Teilstück der Probe M1288-4 – 0,3 µm $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ auf $\gtrsim$ 0,5 µm AlN (auf Saphir) – einer SIMS-Analyse unterzogen.

In Abbildung 4.4 a sind die gemessenen Atomkonzentrationen für Sauerstoff- [O], Silizium- [Si] und Kohlenstoffionen [C] über der Tiefe des Sputterkraters gezeigt. Während diese innerhalb der Schichten jeweils weitgehend konstant verlaufen, ändern sie sich an sämtlichen Grenzflächen auf unterschiedliche Weise. An der AlGaN-Oberfläche sinken alle drei Konzentrationen von sehr hohen Werten innerhalb weniger 10 nm Sputtertiefe rapide ab. Die Profile sind in diesem Bereich allerdings schwer zu interpretieren. Sowohl C und O als auch Si könnten sich natürlich während der Probenaufbewahrung an der Probenoberfläche angelagert haben. Außerdem ist davon auszugehen, dass C und O auch im Restgas der Messapparatur vorhanden sind und es sich hierbei größtenteils um ein Messartefakt handelt. Im Gegensatz dazu ist Si normalerweise kein Restgasbestandteil, weshalb sich bei dieser Probe möglicherweise tatsächlich eine Siliziumanlagerung an der AlGaN-Oberfläche befunden haben kann.

Die konstanten Verläufe innerhalb des $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorbers lassen sich bei C und O weiterhin auf den Einfluss der Restgaskontamination zurückführen. Der höhere O-Untergrund

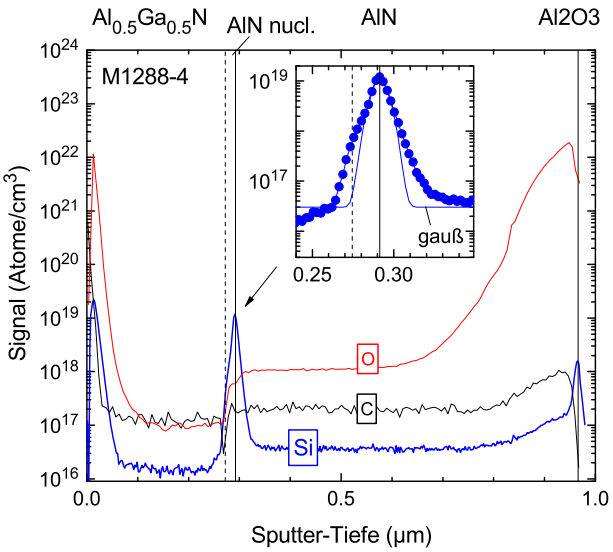


Abbildung 4.4.: SIMS-Profile für Silizium (Si), Kohlenstoff (C) und Sauerstoff (O) in der Probe M1288-4, die aus einem 0,3 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorber auf einem 0,5 µm dicken AlN-Puffer auf Saphir-Substrat besteht. Das Insert in zeigt die Si-Kontamination in der Nähe des AlGaN/AlN-Übergangs.

im AlN hängt dabei sicher damit zusammen, dass Al an Oberflächen generell stark zur Bindung von Wassermolekülen neigt [66]. Wieviel des gemessenen O-Signals zum Messuntergrund bzw. zur Probenkontamination gehört, bleibt allerdings offen. Da es beim Nachweis vom Si zu einer Masseninterferenz mit AlH kommt, die sich bei hohen Al-Gehalten zudem schwieriger entfalten lässt, bleibt auch hier unklar, inwiefern der konstante Si-Verlauf tatsächlich *aus* den Schichten stammt.
Festzuhalten bleibt jedoch: Die konstanten Werte für C, O und Si innerhalb der Schichten sind zumindest als obere Schätzwerte der jeweiligen Probenkontamination zu betrachten. Der Anstieg der Sauerstoffkonzentration zum AlN/Saphir-Übergang spiegelt möglicherweise einen Einbau von Sauerstoff aus dem geheizten Saphirsubstrat an den vielen Versetzungen innerhalb der ersten 0,1 µm bis 0,2 µm im AlN [150] wieder. Und die drei Si-Peaks – $[Si]_1 \sim 2 \times 10^{19}\,cm^{-3}$ an der AlGaN-Oberfläche, $[Si]_2 \sim 1{,}3 \times 10^{19}\,cm^{-3}$ am AlGaN/AlN-Übergang und $[Si]_3 \sim 1{,}5 \times 10^{18}\,cm^{-3}$ am AlN/Saphir-Übergang – sind sehr wahrscheinlich ebenfalls keine (reinen) Messartefakte. Ob deren Ursprung mit dem Auf- bzw. Abheizen der Reaktoren und der evtl. damit verbundenen Anreicherung von Silizium auf den beim Wachstumsstart bzw. -ende angebotenen Saphir-, AlN- oder AlGaN-Oberflächen zusammenhängt – das Si könnte z. B. aus den Quartzteilen eines Reaktor bzw. der SiC-Beschichtung der Suszeptoren stammen –, lässt sich momentan allerdings nicht belegen.

Diskussion Generell sagen die nachgewiesenen Konzentration dieser amphoteren Dotanden zunächst nichts über deren ursprünglichen elektronischen Charakter in den Probenschichten aus. Beim Silizium ist wegen der geringen Formierungsenergie von substitutionellem Si auf Ga- bzw. Al-Gitterplätzen davon auszugehen, dass es als Donator in den Schichten eingebaut war. Der Schätzwert für die Si-Konzentration liegt im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$

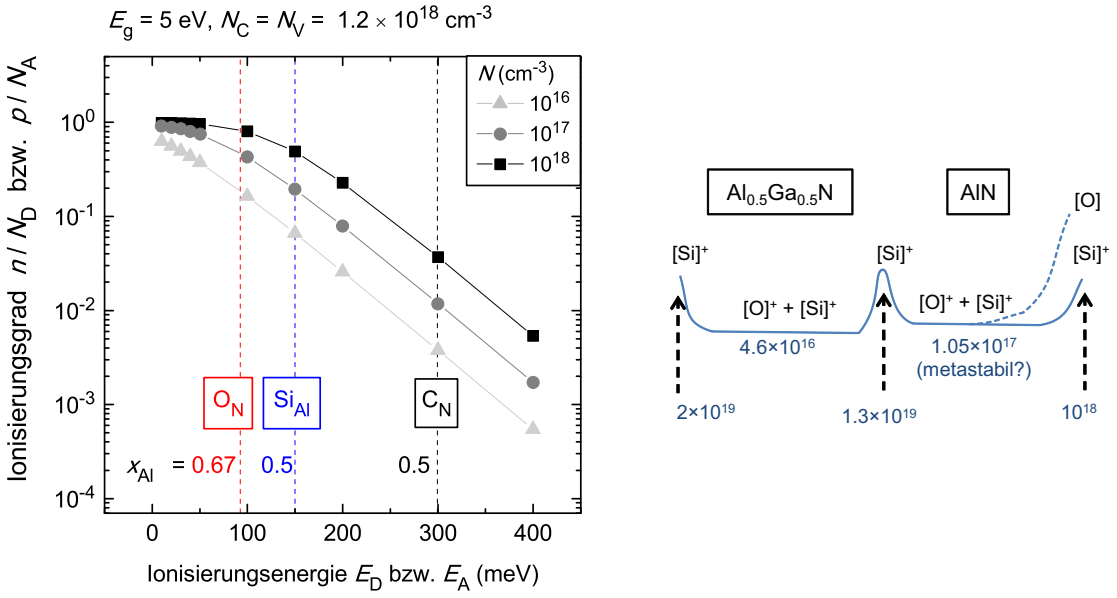


Abbildung 4.5.: (a) Abschätzung der Ionisierungsgrade von Silizium (Si) und Sauerstoff (O) als Donatoren bzw. Kohlenstoff (C) als Akzeptor in der Probe M1288-4 bei den Dotierkonzentrationen $10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ und $10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$. (b) Übersichtsskizze der ionisierten Donatoren $[O]^+$ und $[Si]^+$ im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ und AlN.

mit ca. $2 \times 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ jedoch ca. eine Größenordnung unterhalb der Donatorkonzentration $N_D = 1{,}2 \times 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$, die im 2D-Modell nötig war, um die Schwellenspannungen U_{thr} für die verschiedenen Absorberschichtdicken korrekt wiederzugeben. Dazu kommt, dass die Ionisierungsenergie $E_{D,Si}$ von Si in $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ ca. 150 meV beträgt [59] und demnach weniger als 30 %, also $6 \times 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$ der Si-Donatoren ionisiert sind (vgl. Abb. 4.5 a). Sauerstoff ist ebenfalls ein tiefer Donator mit z. B. $E_{D,O} \approx 90\,\mathrm{meV}$ in $Al_{0.67}Ga_{0.33}N$ [60]. Vom oberen Schätzwert $1 \times 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ wären ca. 40 %, also immerhin $4 \times 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ der O-Donatoren im feldfreien Bereich ionisiert. Sauerstoff und Silizium kommen demnach als mögliche Quelle der n-Typ Hintergrunddotierung im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ in Frage. Zur Veranschaulichung ist dies in einer Übersichtsskizze in Abb. 4.5 b vereinfacht dargestellt. Kohlenstoff wäre im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ als Akzeptor (C_N) bei einer Obergrenze von $1 \times 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ wegen $E_{A,C} \approx 300\,\mathrm{meV}$ [67] nur zu ca. 1 % ionisiert, was die Kompensation der Donatoren im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ vernachlässigbar macht.

In den verschiedenen RLZ wären aufgrund der feldinduzierten Ionisation der Dotanden sicherlich höhere Ionisierungsgrade zu erwarten. Dieser Effekt wurde in den Rechnungen allerdings vernachlässigt. Durch die inhomogenen Feldprofile in den RLZ des MSM PD wären inhomogene Raumladungsprofile zu erwarten was wiederum die spannungsabhängige Ausbreitung und Überlagerung von RLZ gewissermaßen verlangsamen würde.

Im AlN verhalten sich O und Si dagegen sehr wahrscheinlich metastabil [61, 59, 151, 71] und liegen bei Raumtemperatur nicht vollständig als ionisierte Donatoren vor. Der sprunghafte Anstieg von O am AlGaN/AlN-Übergang sollte demnach nicht als zunehmende (ionisierte) Donatorkonzentration verstanden werden. Kohlenstoff wäre wegen der sehr hohen

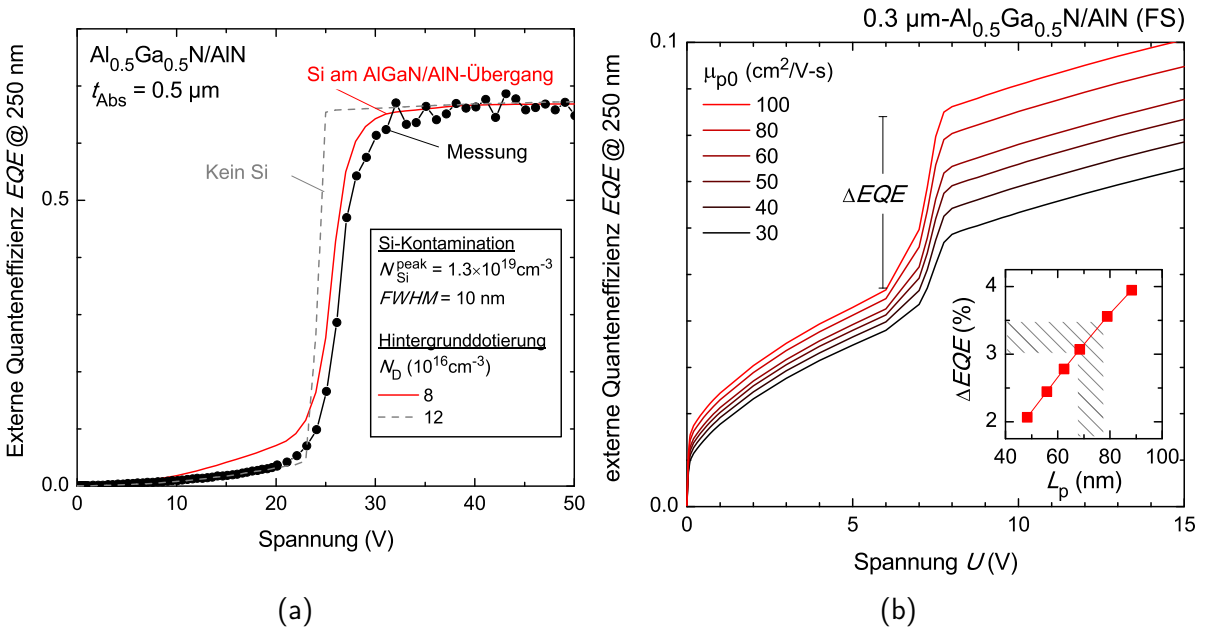


Abbildung 4.6.: Zur Berücksichtigung der Si-Kontamination im Rechenmodell. (a) Gemessene (Kreise) und simulierte (Linien) EQE-Kennlinien eines 0,5 µm $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD unter rückseitiger Bestrahlung bei einer Wellenlänge von 250 nm. Im Modell wurde die Si-Kontamination an der AlGaN/AlN-Grenzfläche entweder vernachlässigt (grau gestrichelt) oder mit einer 10 nm breiten Gaußverteilung bei einer Maximalkonzentration N_{Si}^{peak} von $1{,}3 \times 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (rote Linie) berücksichtigt. (b) Bei verschiedenen Niedrigfeldbeweglichkeiten μ_{p0} für Löcher berechnete EQE-Kennlinien des 0,3 µm dicken MSM PD unter frontseitiger Bestrahlung. Insert: EQE-Hub ΔEQE am Schwellpunkt in Abhängigkeit der Löcherdiffusionslänge $L_p \sim \sqrt{\mu_{p0}}$.

Ionisierungsenergie von 400 meV im AlN ebenfalls nur zu 0,1 % ionisiert und somit als Akzeptor mit $p \sim 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$ wieder nahezu wirkungslos.

Bei der rückseitigen Bestrahlung von AlGaN/AlN MSM PD spielt die AlGaN/AlN-Grenzfläche eine wesentliche Rolle, da sich hier ein Reservoir für photogenerierte Löcher befindet, das bei ausreichender Vorspannung die hohe Sättigungs-EQE verursacht. Zur Vereinfachung werden in der weiteren Diskussion deshalb nur die konstante n-Dotierung innerhalb der Absorberschicht und die gaußförmige Si-Kontamination am AlGaN/AlN-Heteroübergang berücksichtigt.

4.1.2.2. Si-Kontamination am AlGaN/AlN-Heteroübergang im 2D-Modell

In Abbildung 4.6 a ist der Einfluss eines gaußförmigen Donatorprofils mit einer vollen Halbwertsbreite (FWHM) von 10 nm und einer Peak-Konzentration von $1{,}3 \times 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ am AlGaN/AlN-Heteroübergang auf die simulierte EQE-Kennlinie eines 0,5 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD unter rückseitiger Bestrahlung dargestellt. Im Gegensatz zur simulierten Kennlinie eines PD ohne Si-Kontamination am Übergang wird unter Berücksichtigung der Kontamination insbesondere die Steigung der gemessenen EQE-Kennlinie zwischen Schwellen- und Sättigungsspannung deutlich besser wiedergegeben. Da die positive Ladung der ionisierten Si-Kontamination am Heteroübergang hoch konzentriert ist,

verändert sich die Spannungsabhängigkeit der Ausbreitung des Kathodenfeldes. Insbesondere kurz vor dem kompletten Durchgriff der RLZ_c zum Übergang muss für die Kompensation des ansteigenden Gegenfeldes der gaußförmigen Donatorladung eine zunehmend höhere Vorspannung aufgeprägt werden. Dies hat zwei wichtige Konsequenzen für die Anpassung der simulierten Kennlinien an die Messdaten: Zum einen muss die konstante Hintergunddotierung N_D der AlGaN-Schicht von $1{,}2 \times 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ auf $8 \times 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ herabgesetzt werden, was deutlich näher am oberen Schätzwert der konstanten n-Dotierung im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ aus der SIMS-Analyse von ca. $4{,}6 \times 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ liegt. Und zum anderen wird die bisher angenommene positive defekt-induzierte Flächenladung σ_{Q2} gewissermaßen durch die ionisierte Si-Dotierung repräsentiert, so dass die Grenzflächenladungsdichte σ_2 von $-e \cdot 1{,}74 \times 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$ auf $-e \cdot 1{,}8 \times 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$ heraufgesetzt werden musste. Diese Anpassung erfolgte wieder über die Höhe der Sättigungs-EQE (vgl. Abschnitt 3.3.1.3). Wird die defekt-induzierte Grenzflächenladung σ_{Q2} am Heteroübergang nun vollständig vernachlässigt, liegt die beste Übereinstimmung zwischen gemessener und berechneter EQE-Kennlinie bei einer Polarisationsladung $\sigma_{P2} = \sigma_2$ von 62 % des aus den Theoriedaten bestimmten Wertes ($-e \cdot 2{,}9 \times 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$) vor. Diese Diskrepanz lässt sich möglicherweise dadurch erklären, dass keine vollverspannten $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Schichten auf AlN vorlagen, sondern z. B. für $t_{abs} \to 0{,}5\,\mu\mathrm{m}$ vielmehr teilrelaxierte Schichten. Wird die piezoelektrische Polarisation vollständig vernachlässigt, beträgt die Polarisationsladung am $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Heteroübergang gerade ca. $-e{\cdot}1{,}74 \times 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Wie die für unterschiedliche Löcherbeweglichkeiten berechneten EQE-Kennlinien des frontseitig bestrahlten PD mit einer Absorberdicke von 0,3 µm zeigen (Abb. 4.6 b), kann der experimentell beobachtete EQE-Hub von ca. 3 % am Schwellenpunkt nun auch durch einen deutlich höheren Wert $\mu_{p0} = 60\,\mathrm{cm}^2\,\mathrm{V}^{-1}\,\mathrm{s}^{-1}$ oder $80\,\mathrm{cm}^2\,\mathrm{V}^{-1}\,\mathrm{s}^{-1}$ reproduziert werden. Dadurch erhöht sich die Löcherdiffusionslänge auf ca. 70 nm bzw. 80 nm verglichen mit der Analyse der Rechendaten ohne Si-Kontamination im letzten Abschnitt. Es muss jedoch beachtet werden, dass die hier bestimmte (Niedrigfeld-)Löcherbeweglichkeit sowohl den Stromtransport in die laterale RLZ_2, als auch den entlang der dort befindlichen Heterogrenzfläche beeinflusst. Die Beweglichkeit am AlGaN/AlN-Heteroübergang ist jedoch – zumindest verglichen mit jener im Volumenmaterial – sicherlich durch die Ladungsträgerstreuung an den strukturellen Defekten reduziert.

Fazit Die Berücksichtigung der per SIMS-Analyse gefundenen Si-Kontamination an der AlGaN/AlN-Grenzfläche liefert einen Ansatz dafür die defekt-induzierte Grenzflächenladung σ_{Q2} im Rechenmodell zu ersetzen und dadurch die experimentelle Ergebnislage besser zu interpretieren. Die damit verbundenen Anpassungen von Hintergrunddotierung, Polarisationsladung und Löcherbeweglichkeit bewegen sich dabei jeweils in einem für jedes Ergebnis plausiblen Rahmen. Es wird zudem davon ausgegangen, dass die Ergebnisse für die frontseitige Bestrahlung in gleicher Weise, bei einer entsprechenden Berücksichtigung des Si-Peaks an der AlGaN-Oberfläche, angepasst und nachvollzogen werden können.
Die Si-Kontamination am AlGaN/AlN-Heteroübergang hängt sehr wahrscheinlich mit der Wachstumsunterbrechung zwischen AlN-Template und AlGaN-Absorberschicht zusammen. Mit Blick auf die Berechnungen im letzten Kapitel ließe sich durch ein Vergraben der kontaminierten AlN-Oberfläche im zweiten Wachstumsschritt eine reduzierte Schwel-

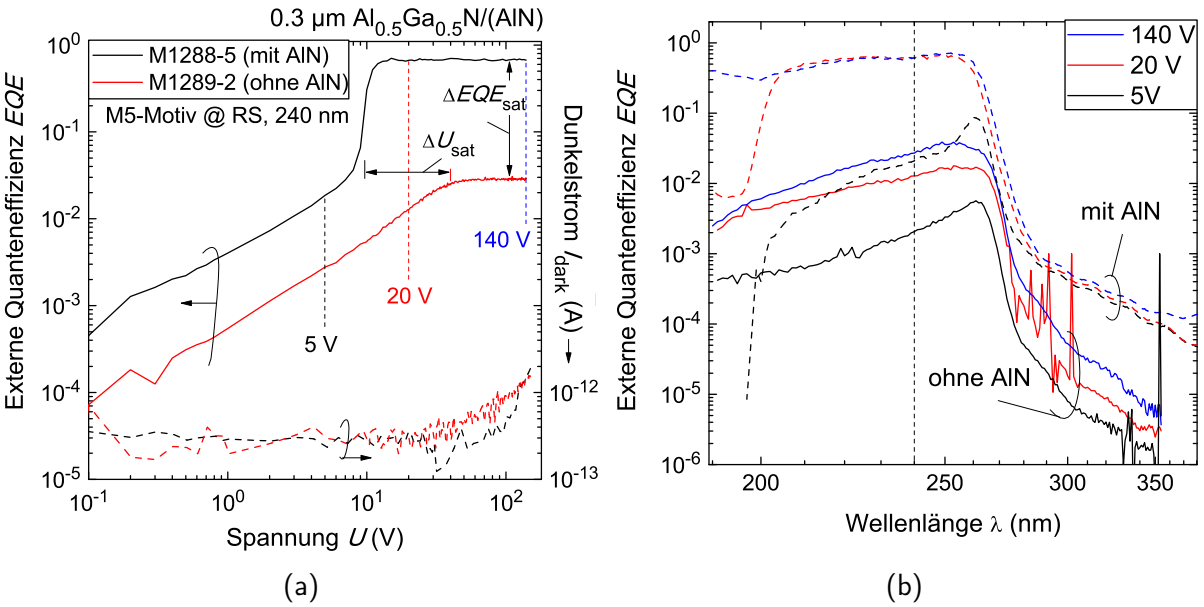


Abbildung 4.7.: Experimentelle Charakteristika von 0,3 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD mit bzw. ohne AlN-Pufferschicht. (a) EQE-Kennlinien bei einer Wellenlänge von 240 nm (*links*) und Dunkelstrom-Kennlinien (*rechts*). (b) EQE-Spektren der PD bei 5 V, 20 V und 140 V. (vgl. Text)

lenspannung und ein steilerer Anstieg der EQE bis zum Sättigungspunkt erzielen (vgl. hierzu die EQE-Kennlinie für $N_D = 8 \times 10^{16}\,cm^{-3}$ in Abb. 3.7 b).
Weitergehende Untersuchungen, welche diese Thesen experimentell belegen könnten, konnten im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht mehr durchgeführt werden.

4.1.3. $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD mit und ohne AlN-Pufferschicht

Die besondere Rolle des AlGaN/AlN-Übergangs für rückseitig bestrahlte AlGaN-MSM PD wird im Wesentlichen durch den Polarisationsunterschied zwischen AlGaN und AlN hervorgerufen und, wie im letzten Abschnitt gezeigt, durch eine mögliche Kontamination dieser Grenzfläche beeinflusst. In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich die EQE-Kennlinien und -Spektren von 0,3 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD mit (Probe M1288-5) bzw. ohne (Probe M1289-2) AlN-Pufferschicht unter rückseitiger Bestrahlung voneinander unterscheiden.
In Abbildung 4.7 a sind die EQE-Kennlinien der Detektoren mit und ohne AlN-Pufferschicht bei einer Wellenlänge von 240 nm (linke Achse) sowie deren Dunkelstromkennlinien (rechte Achse) bis zu einer Spannung von 140 V gezeigt. In der doppelt-logarithmischen Auftragung ist für beide PD zunächst ein linearer Photostromverlauf zu erkennen. Der PD mit AlN-Pufferschicht zeigt das oben besprochene Schwellen- und Sättigungsverhalten bei ca. 10 V mit einer hohen Sättigungs-EQE von rund 60 %. Die Kennlinie des PD ohne AlN-Pufferschicht liegt dagegen durchgehend niedriger und sättigt ohne Schwellenverhalten ab einer Spannung von ca. 40 V bei einer EQE von ca. 3 %. Die Dunkelstromverläufe der beiden PD unterscheiden sich allerdings kaum voneinander und weisen überwiegend Werte im Bereich nahe der unteren Messplatzbegrenzung ($\lesssim$ pA) auf.

In Abbildung 4.7 b sind die EQE-Spektren der beiden PD bei 5 V, 20 V und 140 V gezeigt. Für den PD mit AlN-Pufferschicht ergeben sich die Spektren, wie sie weiter oben für $t_{\mathrm{abs}} = 0{,}5\,\mu\mathrm{m}$ diskutiert worden sind (gestrichelte Kurven): Unterhalb der Schwelle (5 V) liegt ein ausgeprägter EQE-Peak im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Bandkantenbereich vor und im Sättigungsbetrieb (20 V) bildet sich ein Plateau hoher EQE aus, das unterhalb von ca. 200 nm durch die Absorption in der AlN-Pufferschicht limitiert wird. Bei sehr hohen Spannungen (140 V) steigt die EQE schließlich auch dort stark an, da der AlN-Puffer unterhalb der Kathode nun ebenfalls zunehmend verarmt wird.
Für den PD ohne Pufferschicht ist die spektrale Form der EQE dagegen eher geringfügig von der Spannung abhängig (durchgezogen): Zunächst gibt es keinen kurzwelligen Cut-off bei 200 nm; dieser sollte jetzt wegen der Bandlückenenergie das Saphirsubstrat von ca. 9 eV in etwa bei 140 nm liegen. Für kleine Spannungen (5 V) ist ein lokales Maximum der EQE im AlGaN-Bandkantenbereich erkennbar; es ist jedoch nicht so stark ausgeprägt. Für höhere Spannungen ($\geq$ 20 V) weicht dieses Maximum zwar etwas auf, jedoch bildet sich im Sättigungsbetrieb dieses PD kein Plateau aus.

Interpretation der Daten Der Vergleich der EQE-Daten von AlGaN MSM PD mit und ohne AlN-Pufferschicht zeigt, dass die Pufferschicht zum Erreichen hoher EQE-Werte unverzichtbar ist. Die Gründe hierfür sollen nachfolgend aufgeführt werden.
In einer AlGaN/Saphir-Schichtabfolge bildet sich, unter Annahme einer nicht vorhandenen Polarisation von Saphir, an der Grenzfläche eine positive polarisations-induzierte Flächenladung aus. Dadurch liegt in n-Typ AlGaN eine Elektronenanreicherungsschicht vor. Dies ist mit dem Fall $\gamma_2 = 1$ in Abbildung 3.9 a vergleichbar, wo sich die Energiebänder an der Grenzfläche nach unten verbiegen. Da photogenerierte Löcher aufgrund des Fehlens einer Elektronenverarmungszone (=RLZ_2) nicht am Materialübergang akkumulieren können, rekombinieren diese mit den Hintergrundelektronen. Deshalb wird kein Schwellverhalten in der EQE-Kennlinie beobachtet. Gleichwohl sättigt die EQE bei ca. 3 %, da die RLZ_c ab einer gewissen Spannung bis zum AlGaN/Saphir Übergang reicht und, je nach Höhe der vorherrschenden Rekombinationsrate, ein Teil der Löcher zur Kathode abgeführt werden kann. Die insgesamt sehr geringe EQE des PD ohne AlN-Pufferschicht, lässt sich dadurch erklären, dass die Versetzungsdichte im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ bei direktem Wachstum auf Saphir sehr wahrscheinlich erhöht ist. Ein Indiz hierfür ist die hohe volle Halbwertsbreite der XRD-Omega-Rockingkurve des symmetrischen 0002-Reflexes von 1833″, der für $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ auf einer AlN-Pufferschicht dagegen typischerweise um ca. 400″ liegt. Für binäre Halbleiter, wie z. B. GaN und AlN, ist das Quadrat der Breite dieses Reflexes direkt proportional zur Dichte der Schraubenversetzungen [152]. Damit ergäbe sich also ein Unterschied in der Schraubenversetzungsdichte von ca. einem Faktor 20 zwischen den AlGaN-Schichten ohne bzw. mit AlN-Puffer. Ein großer Teil der Versetzungen liegt zudem innerhalb der zuerst abgeschiedenen LT-$Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Schicht mit nominell 25 nm Dicke, so dass der $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/Saphir-Übergang darüber hinaus eher einem defektbehafteten Übergangsbereich entspricht.
In Abbildung 4.8 sind die SIMS-Profile von Si, C und O der Probe M1289-2 dargestellt. Die Verläufe von Si und O in der 0,3 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorberschicht ähneln jenen in der AlN-Pufferschicht der Probe M1288-4 (vgl. Abb. 4.4). Zum einen wurde der offen-

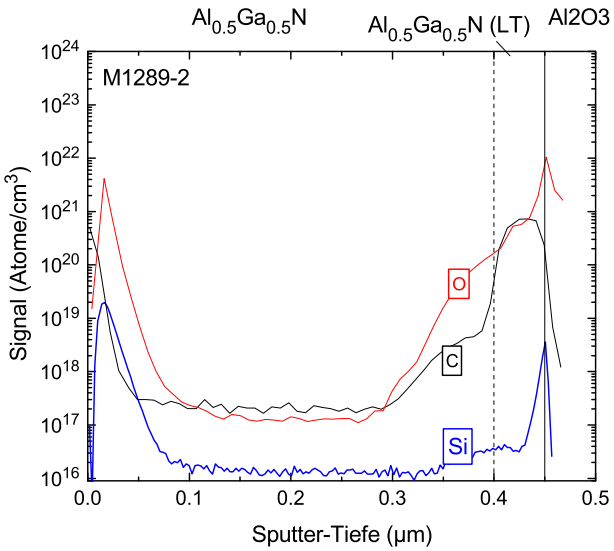


Abbildung 4.8.: SIMS-Profile für Silizium (Si), Kohlenstoff (C) und Sauerstoff (O) in der Probe M1289-2, die aus einem 0,3 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorber auf Saphir-Substrat besteht.

bar vom Substrat verschleppte Sauerstoff nachgewiesen und zum anderen ist der Si-Peak an der Grenzfläche zum Saphir erkennbar.
Zusätzlich liegt eine sehr hohe Kohlenstoffkonzentration im unteren Bereich der $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Schicht vor, die zur Grenzfläche hin zunimmmt. Der Übergang zwischen $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ und LT-$Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ wird im Bereich zwischen bei ca. 0,4 µm Sputter-Tiefe angenommmen, da sich [C] dort um ca. zwei Größenordnungen ändert. Neben der reinen strukturellen Defekte (Versetzungen, Fehlstellen, ...) sind somit auch durch Kontamination verursachte Störstellen in sehr hoher Dichte am $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/Saphir-Übergang vorhanden. Unter rückseitiger Bestrahlung werden nun die meisten Ladungsträger in der Nähe der $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/Saphir-Grenzfläche photogeneriert und können an Störstellen/Defekten mit Hintergrundelektronen nichtstrahlend rekombinieren. Werden O und Si im $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ als flache ionisierte Donatoren angenommen, kann die Verschiebung ΔU_{sat} des Sättigungsbetriebes möglicherweise auf die Verdrängung der dadurch erhöhten Elektronenanreicherung (verursacht Rekombination) zurückgeführt werden. Ebenfalls ist auch davon auszugehen, dass die Beweglichkeiten der Ladungsträger durch die hohe Konzentration an Störstellen (Fremdatome und Gitterstörungen) reduziert sind. Dies erklärt die durchgehend geringe EQE im gesamten Absorptionsband des $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorbers: Mit sinkender Wellenlänge nimmt die Eindringtiefe des Lichts ab und es werden weniger Ladungsträger außerhalb dieses gestörten Bereichs photogeneriert, so dass sich im Sättigungsbetrieb kein wellenlängenunabhängiges EQE-Spektrum (Plateau) ausbildet, sondern vielmehr eine Abnahme der EQE zu kurzen Wellenlänge hin zu erkennen ist.

Fazit Für PD ohne AlN-Pufferschicht lässt sich zum einen kein Schwellenverhalten unter RS-Bestrahlung beobachten und zum anderen bleibt deren EQE deutlich unterhalb der eines PD mit AlN-Pufferschicht. Die Ursachen hierfür sind auf eine Elektronenanreicherung am AlGaN/Saphir-Übergang sowie auf eine sehr hohe Dichte an Versetzungen, die

Kontamination der Grenzfläche durch Si, O und C bzw. strukturelle Defekte im Material zurückzuführen. Die AlN-Pufferschicht ist für AlGaN-basierte MSM PD also prinzipiell unverzichtbar. Bemerkenswert ist allerdings, dass trotz der hohen Dichte an Versetzungen bzw. Materialdefekten bis zu einer Spannung von 140 V kein erheblicher Dunkelstrom ($\lesssim 2\,\mathrm{pA}$) im PD ohne Pufferschicht fließt.

4.2. Variation der Elektrodengeometrie

In diesem Abschnitt soll die Abhängigkeit der externen Quanteneffizienz eines MSM Photodetektors vom Elektrodendesign untersucht werden. Dabei werden verschiedene MSM-Motive mit geometrisch symmetrischer als auch asymmetrischer Elektrodenkonfiguration untersucht. Neben dem Vergleich bestimmter PD-Motive untereinander werden die beiden Bestrahlungsmodi, die frontseitige und die rückseitige Bestrahlung, und darüber hinaus auch die verschiedenen Absorberschichtdicken herangezogen. Die sich daraus ergebende Vielfalt an Daten wird anhand von 1D- und 2D-Simulationen interpretiert, und das Bild über die Funktionsweise von MSM Photodetektoren entsprechend erweitert.

Beschreibung der untersuchten PD-Strukturen In Abschnitt 2.2 wurde die symmetrische und die asymmetrische Elektrodenkonfiguration für MSM PD mit koplanarer Struktur eingeführt (s. Abb. 2.2). Demnach liegen in beiden Fällen zwei ineinandergreifende Elektrodenkämme auf einer quadratischen Detektorfläche der Kantenlänge $L_{\mathrm{det}} = 400\,\mu\mathrm{m}$ vor. Für die symmetrische Konfiguration sind die Elektrodenbreiten eines Elektrodenpaares – bestehend aus der (halben) linken Elektrode 1 und der (halben) rechten Elektrode 2 – identisch ($w_{\mathrm{El},1} = w_{\mathrm{El},2} =: w_{\mathrm{El}} = 2\,\mu\mathrm{m}$), so dass bei einem Elektrodenabstand s_{El} gerade $n_{\mathrm{El}} \approx 1/2 \cdot L_{\mathrm{det}}/(w_{\mathrm{El}} + s_{\mathrm{El}})$ Elektrodenpaare auf der gesamten Detektorfläche aufgebracht werden können. Das bisher untersuchte Motiv M5 mit $s_{\mathrm{El}} = 5\,\mu\mathrm{m}$ hat also 29 Elektrodenpaare. Für die asymmetrische Konfiguration (Motiv M4) wurde die Elektrode 1 nun auf 8 µm verbreitert, während die Breite der rechten Elektrode 2 weiterhin 2 µm beträgt der Elektrodenabstand s_{El} jedoch auf 2 µm reduziert ist. Dadurch lässt sich das asymmetrische M4-Motiv mit ebenfalls 29 Elektrodenpaaren zum Vergleich zum symmetrischen M5-Motiv heranziehen.

4.2.1. Symmetrische Elektrodenkonfiguration

Im vorliegenden Unterabschnitt soll nun zunächst geklärt werden, wie sich eine Variation der Elektrodenpaaranzahl n_{El}, auf die EQE von AlGaN MSM PD mit symmetrischer Elektrodenkonfiguration auswirkt. In Abbildung 4.9 ist dazu zunächst die gemessene EQE von FS-bestrahlten $Al_{0.48}Ga_{0.52}N$/AlN MSM PD (Probe M0805-6) mit verschiedenen Elektrodenabständen s_{El} bei einer Spannung von 5 V und einer Wellenlänge von 260 nm über s_{El} aufgetragen. Es zeigt sich, dass die EQE von ca. 1 % für einen breiten Elektrodenabstand von 15 µm auf 5,5 % bei einem schmalen Abstand von 1 µm zunimmt.

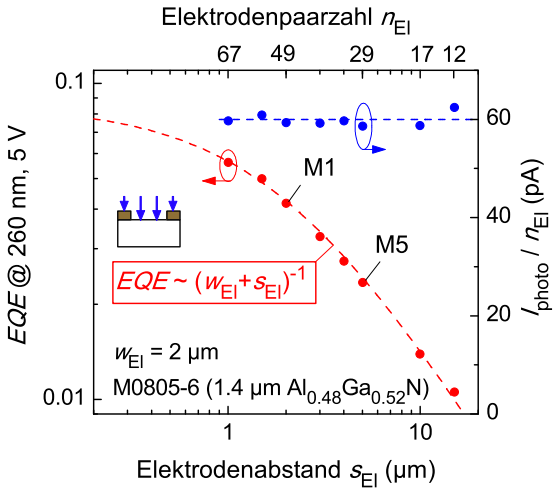
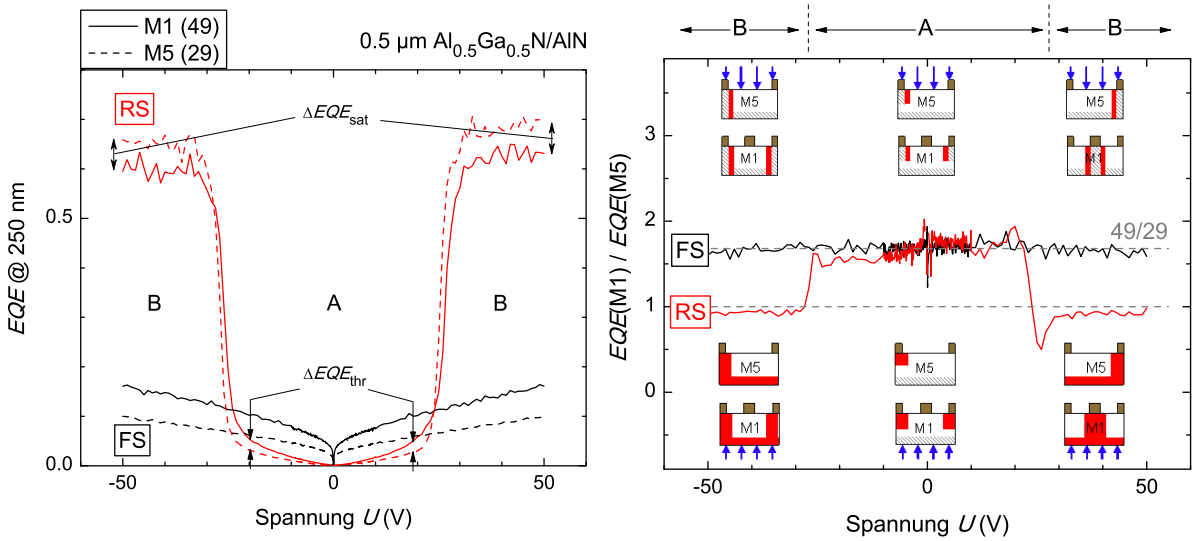


Abbildung 4.9.: EQE von AlGaN/AlN-basierten MSM PD (Probe M0805-6) mit unterschiedlichen Elektrodenabständen s_{El} unter frontseitiger Bestrahlung bei einer Wellenlänge von 260 nm und einer Vorspannung von 5 V. Der Photostrom I_{photo} bezogen auf Elektrodenpaaranzahl n_{El} ist für alle Motive mit ca. 60 pA gleich (rechte Achse)



(a) (b)

Abbildung 4.10.: (a) Vergleich von EQE-Kennlinien frontseitig (schwarz) und rückseitig (rot) bestrahlter symmetrischer MSM PD mit 29 (M5-Motiv) und 49 (M1-Motiv) Elektrodenpaaren auf einer 0,5 µm $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Struktur (Probe: M1285-2) bei einer Wellenlänge von 250 nm. Für die RS-Bestrahlung sind die EQE-Änderungen unterhalb der Schwelle (A) und in den Sättigungsbetrieben (B) mit ΔEQE_{thr} bzw. ΔEQE_{sat} hervorgehoben. (b) EQE-Verhältnisse (M1/M5) der in (a) gezeigten Kennlinien. Die Skizzen veranschaulichen die Verteilung der RLZ-Bereiche (rot), die am Photodetektionsprozess unter frontseitiger (oben) bzw. rückseitiger (unten) Bestrahlung beteiligt sind.

Unter Berücksichtigung von $d_{\mathrm{EZ}} = w_{\mathrm{El}} + s_{\mathrm{El}}$ lässt sich dieser experimentelle Befund nach Gl. (3.2)

$$EQE = T_{\mathrm{opt}} \cdot \frac{w_{\mathrm{c}}}{w_{\mathrm{El}} + s_{\mathrm{El}}} \propto \frac{n_{\mathrm{El}}}{L_{\mathrm{Det}}} \propto I_{\mathrm{photo}} \qquad \Leftrightarrow \frac{I_{\mathrm{photo}}}{n_{\mathrm{El}}} = \mathrm{const} \tag{4.1}$$

für $w_{\mathrm{El}} = 2\,\mu\mathrm{m}$ mit sehr guter Übereinstimmung beschreiben. Nach Gleichung (4.1) ist die EQE außerdem direkt proportional zur Elektrodenpaardichte $n_{\mathrm{El}}/L_{\mathrm{Det}}$ eines MSM PD, da jedes bestrahlte Elektrodenpaar den gleichen Photostrom $I_{\mathrm{photo}}/n_{\mathrm{El}}$ liefert. Dies wird im Experiment mit ca. 60 pA pro Elektrodenpaar für alle PD-Motive bestätigt (s. rechte Achse in Abb. 4.9). Damit ist experimentell gezeigt, dass FS-bestrahlte MSM PD bei geringer Spannung ein umso höheres Signal liefern, je mehr vorgespannte RLZ ($\propto n_{\mathrm{El}}$) bestrahlt werden. Welche Auswirkungen die RS-Bestrahlung von PD unterschiedlicher Elektrodenanzahl auf deren EQE hat, wird nachfolgend anhand von zwei verschiedenen PD der Motive M5 ($s_{\mathrm{El}} = 5\,\mu\mathrm{m}$) und M1 ($s_{\mathrm{El}} = 2\,\mu\mathrm{m}$), also PD mit 29 bzw. 49 Elektrodenpaaren, untersucht. In Abbildung 4.10 a sind dazu die EQE-Spannungskennlinien dieser Detektoren zwischen ±50 V gezeigt. Unabhängig vom Bestrahlungsmodus sind alle Kennlinien symmetrisch um den Spannungsnullpunkt. Unter frontseitiger Bestrahlung weist die EQE für beide Motive das für MSM PD typische $\sqrt{U}$-Verhalten auf wobei die EQE des M1-PD durchgehend oberhalb jener des M5-PD verläuft. Bei rückseitiger Bestrahlung ist für beide Motive das oben für den 0,5 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorber besprochene Schwellen- und Sättigungsverhalten der EQE bei ca. 25 V erkennbar. Unterhalb der Schwelle (Bereich A) liegt dabei die EQE des M1-PD höher ($\rightarrow \Delta EQE_{\mathrm{thr}}$) und im Sättigungsbetrieb (B) die des M5-PD ($\rightarrow \Delta EQE_{\mathrm{sat}}$).
Anhand der in Abbildung 4.10 b gezeigten Kennlinienverhältnisse $EQE(\mathrm{M1})/EQE(\mathrm{M5})$ lassen sich die Ergebnisse quantitativ miteinander vergleichen. Die rot eingezeichneten Flächen in den Skizzen dienen dabei zur Veranschaulichung der jeweils am Photodetektionsprozess beteiligten RLZ – der M1 PD ist näherungsweise durch eine, gegenüber dem M5-PD, verdoppelte Elektrodenpaarzahl auf gleicher Gesamtzellenbreite skizziert. Unter FS-Bestrahlung ist der Unterschied in den Kennlinien im gesamten Spannungsbereich gerade durch das Elektrodenpaarverhältnis $n_{\mathrm{El}}^{\mathrm{M1}}/n_{\mathrm{El}}^{\mathrm{M5}}$ von $49/29 \approx 1,7$ gegeben. Dies folgt direkt aus Gleichung (4.1) und liegt an der entsprechenden Vervielfachung der Detektionsbereiche von M5 nach M1 (Skizzen oben). Unter RS-Bestrahlung gilt nun unterhalb der Schwelle im Wesentlichen das gleiche (s. Skizzen unten), wobei die EQE wegen der Absorptionsverluste im dicken Absorber jedoch gering ausfällt. Im Sättigungsbetrieb werden die an der Absorberunterseite photogenerierten Löcher aus der lateralen RLZ_2 an der AlGaN/AlN Grenzfläche eingesammelt, so dass die Detektionsbereiche der beiden PD M1 und M5 beinahe gleich sind. Doch, obwohl sich wegen der höheren Anzahl an RLZ_{c} im M1-PD eigentlich ein EQE-Verhältnis knapp oberhalb von eins ergeben müsste, liegt es umgekehrt bei ca. 0,9.
Diese Trends bleiben auch für PD auf dünneren $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorberschichten mit $t_{\mathrm{abs}} =$ 0,3 µm und 0,1 µm erhalten (s. Abb. 4.11): Unabhängig von der Polarität wird die Erhöhung $\Delta EQE_{\mathrm{thr}}$ unterhalb der Schwelle (↑-Pfeile) immer durch das Elektrodenverhältnis von 49/29 dominiert. Und im jeweiligen Sättigungsbetrieb stellt sich immer ein geringer Verlust $\Delta EQE_{\mathrm{sat}}$ ein, dessen Ursache im folgenden Unterabschnitt ersichtlich wird.

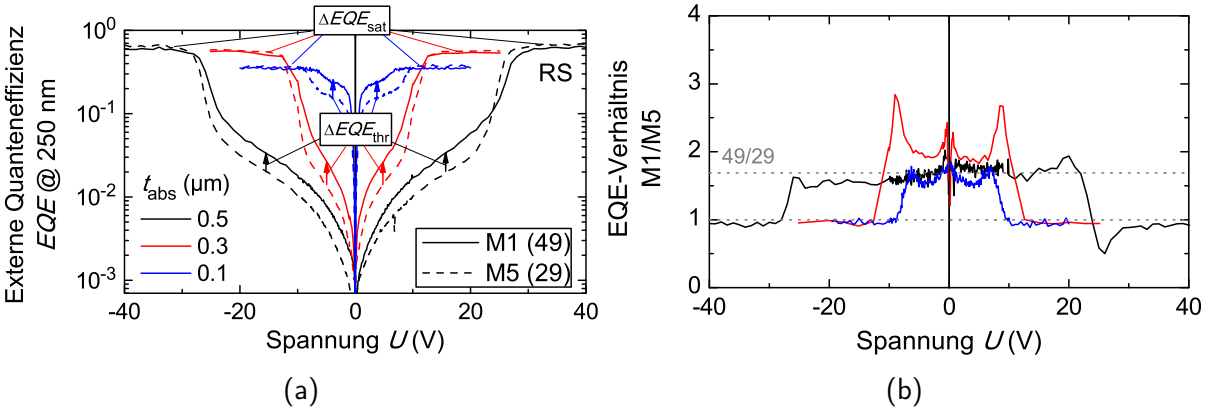


Abbildung 4.11.: (a) EQE-Kennlinien rückseitig bestrahlter symmetrischer MSM PD mit 49 (M1-Motiv) und 29 (M5-Motiv) Elektrodenpaaren für $t_{abs} = 0{,}5\,\mu m$ (schwarz), 0,3 µm (rot) und 0,1 µm (blau) bei einer Wellenlänge von 250 nm. Die EQE-Änderungen unterhalb der Schwelle (ΔEQE_{thr}) und in den Sättigungsbetrieben (ΔEQE_{sat}) sind durch Pfeile markiert. (b) EQE-Verhältnisse (M1/M5) der in (a) gezeigten Kennlinien.

4.2.2. Asymmetrische Elektrodenkonfiguration

Im vorliegenden Unterabschnitt wird der Einfluss einer geometrischen Asymmetrie auf die Eigenschaften von MSM PD untersucht. Da unter rückseitiger Bestrahlung von MSM PD keine Abschattung des feldbehafteten Volumens unter den Elektroden auftritt, ist dieser Bestrahlungmodus prinzipiell sehr attraktiv. Eine weitere Möglichkeit, die EQE eines rückseitig bestrahlten MSM PD anhand der Elektrodengeometrie zu erhöhen, besteht darin, die Breite $w_{El,1}$ der Elektrode 1 (s. Abb 4.9 a) gegenüber $w_{El,2}$ von Elektrode 2 um einen Faktor $k > 1$ zu verbreitern. Dadurch wird unter Elektrode 1 ein entsprechend breiterer feldbehafteter Bereich für die Photodetektion angeboten. Zur Abschätzung der EQE eines solchen geometrisch asymmetrischen MSM PD ergibt sich aus Gleichung (3.7) für die rückseitige Bestrahlung folgende Näherung

$$EQE_{RS}^{1D}(k) \approx T_{opt} \cdot \frac{w_c(U) + k \cdot w_{El,2}/2}{d_{EZ}} \cdot \exp\big(-\alpha_{opt} \cdot \Delta y(U)\big) \tag{4.2}$$

mit der spannungsabhängigen Ausdehnung $w_c(U)$ der RLZ_c am vorgespannten Kontakt sowie dessen halber Breite $k \cdot w_{El,2}/2$ und Δy als vertikalem Abstand zur Absorberunterseite (vgl. auch Abb.3.4 b unten). Wie sich nachfolgend zeigt, ist nun auch die Polarität der Vorspannung relevant. Der Ausdruck (4.2) basiert auf der Vorstellung, dass Elektrode 1 auf niedrigerem Potential liegt. Bei umgekehrter Polung, d. h. Elektrode 2 auf niedrigerem Potential, gibt $k = 1$ eine gute Näherung. Im Folgenden wird die EQE eines MSM PD mit geometrisch asymmetrischem Elektrodendesign (Motiv: M4, $k = 4$) mit jener des symmetrischen Standard-Motivs (M5, $k = 1$) verglichen. Damit der Vergleich M4/M5 bei gleicher Elektrodenpaardichte (29/400 µm) möglich ist – deren Einfluss auf die EQE eines MSM PD wurde im letzten Unterabschnitt untersucht –, wurden beim Design des M4-PD sowohl die Breite der Einheitszelle (7 µm) als auch die Breite der Elektrode 2 (2 µm) wie beim M5-PD belassen, während die Breite der Elektrode 1 auf 8 µm erhöht wurde.
Die gemessenen EQE-Kennlinien der beiden Motive sind in Abbildung 4.12 a bei einer

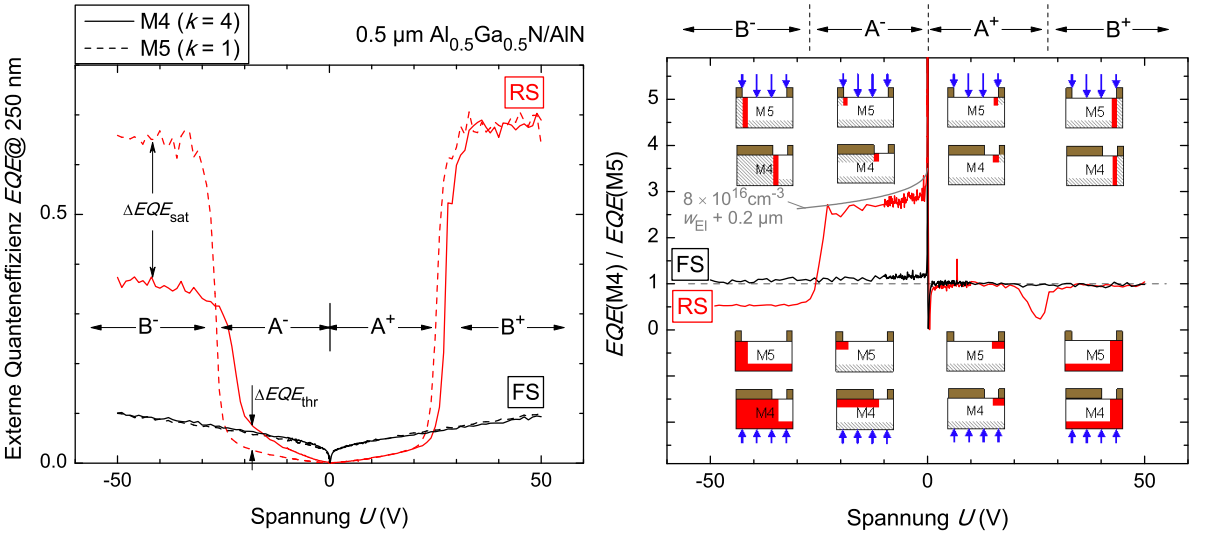


Abbildung 4.12.: (a) Vergleich von EQE-Kennlinien frontseitig (schwarz) und rückseitig (rot) bestrahlten MSM PD mit asymmetrischen (M4, $k = 4$) und symmetrischen (M5, $k = 1$) Elektrodenbreiten für $t_{abs} = 0{,}5\,\mu m$ bei einer Wellenlänge von 250 nm. Für die RS-Bestrahlung sind die EQE-Änderungen unterhalb der Schwelle (A^-) und im Sättigungsbetrieb (B^-) mit ΔEQE_{thr} bzw. ΔEQE_{sat} hervorgehoben. (b) EQE-Verhältnisse (M4/M5) der in (a) gezeigten Kennlinien. Die Skizzen veranschaulichen die Verteilung der RLZ-Bereiche (rot), die am Photodetektionsprozess unter frontseitiger (oben) bzw. rückseitiger (unten) Bestrahlung beteiligt sind. Im Bereich A^- ist das EQE-Verhältnis nach Gl. (4.2) für $N_D = 8 \times 10^{16}\,cm^{-3}$ und um 0,2 µm verbreiterte Elektroden mit eingezeichnet.

Wellenlänge von 250 nm dargestellt. Unter frontseitiger Bestrahlung zeigt sich kein deutlicher Unterschied in den Kennlinien. Aufgrund der gleichen Elektrodenpaaranzahl liegt das EQE-Verhältnis $EQE(M4)/EQE(M5)$ durchgehend bei ca. 29/29=1 (s. Abb. 4.12 b).
Unter rückseitiger Bestrahlung weisen die EQE-Kennlinien beider PD das Schwellen- und Sättigungsverhalten auf, das durch das Durchreichen der jeweils vorgespannten RLZ bis zum Absorber/Puffer-Übergang verursacht wird. Allerdings ist für den M4-PD nun eine deutliche Auswirkung der Asymmetrie im EQE-Verlauf erkennbar, so dass im Folgenden sowohl zwischen Vorwärtsrichtung ($U > 0\,V$) und Rückwärtsrichtung ($U < 0\,V$) als auch zwischen unterhalb der Schwelle (Bereiche A^- und A^+) und Sättigungsbetrieb (B^- und B^+) unterschieden wird. In Vorwärtsrichtung verlaufen die Kennlinien beider PD nahezu identisch und das EQE-Verhältnis liegt durchgehend bei ca. 1. Wie die unteren Skizzen in Abb. 4.12 b andeuten, liegt dies daran, dass in beiden PD die gleiche Anzahl gleichgroßer RLZ-Bereiche zur Photodetektion beitragen. Unterhalb der Schwelle (A^+) ist das EQE-Verhältnis weiter durch das Elektrodenpaarverhältnis 29/29=1 gegeben, da im M4- und M5-PD Elektroden identischer Breite (2 µm) vorgespannt sind, Im Sättigungsbetrieb (B^+) wird das EQE-Signal dagegen jeweils innerhalb der lateralen RLZ_2 am AlGaN/AlN-Übergang generiert. Da somit die gleiche Sättigungs-EQE von knapp 70 % erzielt wird, resultiert auch hier ein EQE-Verhältnis von ~ 1.
In Rückwärtsrichtung verlaufen die EQE-Kennlinien der beiden PD dagegen sehr unterschiedlich. Unterhalb der Schwelle (A^-) ist die EQE des M4-PD zunächst erhöht

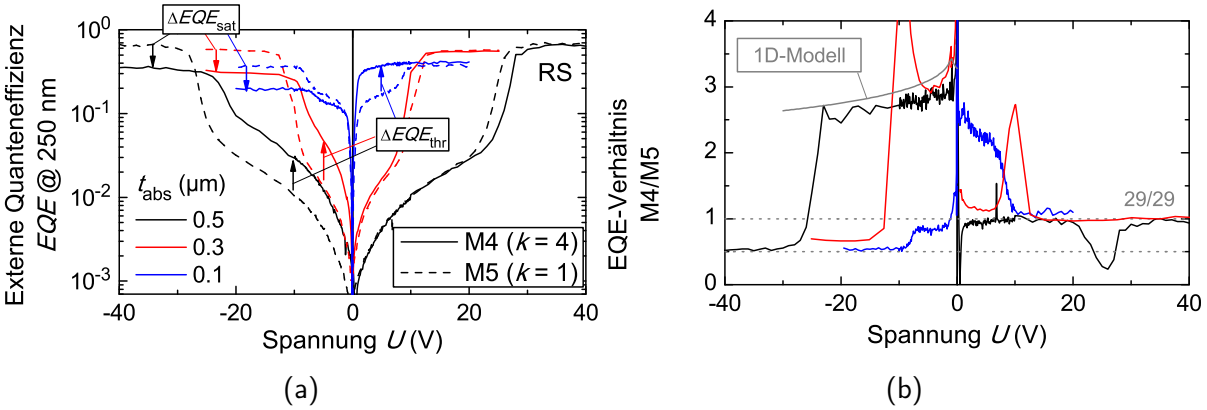


Abbildung 4.13.: (a) EQE-Kennlinien rückseitig bestrahlter MSM PD mit asymmetrischen (M4, $k = 4$) und symmetrischen (M5, $k = 1$) Elektrodenbreiten für $t_{abs} = 0{,}5\,\mu m$ (schwarz), $0{,}3\,\mu m$ (rot) und $0{,}1\,\mu m$ (blau) bei einer Wellenlänge von 250 nm. Die EQE-Änderungen unterhalb der Schwelle (ΔEQE_{thr}) und in den Sättigungsbetrieben (ΔEQE_{sat}) sind durch Pfeile markiert. (b) EQE-Verhältnisse (M4/M5) der in (a) gezeigten Kennlinien. Das nach dem 1D-Modell (Gl. (4.2)) bestimmte EQE-Verhältnis ist für $t_{abs} = 0{,}5\,\mu m$ und $0{,}3\,\mu m$ im A^--Bereich eingezeichnet.

($\rightarrow \Delta EQE_{thr}$), was auf den Unterschied der Elektrodenbreiten zurückzuführen ist (untere Skizzen in Abb. 4.12 b). Nach Gl. (4.2) ist das EQE-Verhältnis theoretisch durch

$$\frac{EQE(\mathrm{M4})}{EQE(\mathrm{M5})} = \frac{w_c(U) + 4 \cdot w_{El}/2}{w_c(U) + w_{El}/2} \tag{4.3}$$

gegeben und für $N_D = 8 \times 10^{16}\,cm^{-3}$ und $w_{El} = 2\,\mu m$ wird der gemessene Verlauf tatsächlich sehr gut reproduziert (s. Abb. 4.12 b). Die Höhe wurde allerdings durch eine mögliche Ungenauigkeit der Halbelektrodenbreite von $0{,}2\,\mu m$ etwas nach unten korrigiert (s. Abschnitt 2.2). Damit ist der eingangs motivierte Effekt einer einseitig verbreiterten Elektrode auf die EQE für rückseitig bestrahlte MSM PD experimentell nachgewiesen worden.

Im Sättigungsbereich (B^-) ist die EQE des M4-PD dann um fast 35 Prozentpunkte reduziert ($\rightarrow \Delta EQE_{sat}$), so dass das EQE-Verhältnis beinahe nur noch etwa 0,5 beträgt. Wie in Abbildung 4.13 gezeigt, sind diese Unterschiede auch für PD auf dünneren Absorberschichtdicken t_{abs} vorhanden. Im Rückwärtssättigungsbetrieb bildet sich für M4-PD, offenbar unabhängig von t_{abs}, ein vergleichbar hoher Verlust ΔEQE_{sat} gegenüber der jeweiligen Sättigungs-EQE des M5-PD aus (↓-Pfeile) und die entsprechenden EQE-Verhältnisse sinken auf Werte zwischen ca. 0,6 bzw. 0,5 ab. Die geometrisch induzierte EQE-Erhöhung ΔEQE_{thr} (↑-Pfeile) wird dagegen nur für dicke Absorber ($t_{abs} \geq 0{,}3\,\mu m$) im Rückwärtsbetrieb beobachtet. Für den M4-PD auf dem dünnsten Absorber ($0{,}1\,\mu m$) stellt sich ΔEQE_{thr} nämlich überraschenderweise im Vorwärtsbetrieb ein. Demnach ist das EQE-Verhältnis in diesem Fall in Vorwärtsrichtung erhöht und sinkt mit steigender Spannung bis zum Schwellenpunkt (s. Abb. 4.13 b).

Wie in den nachfolgenden Unterabschnitten gezeigt wird, sind die Ursachen für diese Beobachtungen auf Rekombinationsverluste am $Al_{0,5}Ga_{0,5}N/AlN$-Heteroübergang ($\rightarrow$ Auftreten von ΔEQE_{sat}) bzw. den zunehmenden Einfluss des Diffusionsstromes im nahezu

komplett verarmten 0,1 µm-Absorber ($\rightarrow$ Quadrantenwechsel von $\Delta EQE_{\mathrm{thr}}$) zurückführbar.

4.2.2.1. Rekombinationsverluste am $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN Heteroübergang

Bei den vorangegangenen Diskussionen der Kennlinien von MSM PD unterschiedlicher Motive (M1, M4 und M5) waren gewisse Verringerungen der EQE im Sättigungsbetrieb auffällig ($\rightarrow \Delta EQE_{\mathrm{sat}}$). Während dieser Verlust für den symmetrischen M1-PD mit nur ca. 5 Prozentpunkten sehr gering ausfällt, ist er mit ca. 35 Prozentpunkten beim asymmetrischen M4-PD dagegen sehr hoch. Damit bietet sich eine Untersuchung der zugrundeliegenden Vorgänge im M4-PD anhand von 2D-Simulationen an.
Entscheidende Hinweise finden sich schon in Kapitel 3.3.2, wo die grundsätzlichen Zusammanhänge von front- und rückseitiger Bestrahlung des symmetrischen M5-PD erläutert wurden. Im Sättigungsbetrieb des RS-bestrahlten PD liegt unter der Kathode eine erhöhte Rekombinationsrate von Ladungsträgern in der Nähe des $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Heteroübergangs vor (s. Abb. 3.10 b, unten). Der Kontur-Plot der elektrischen Feldstärke (Abb. 3.8 b) offenbart zudem, dass es sich hier um den Bereich minimaler Feldstärke im Überlappbereich der spannungsabhängigen RLZ_c mit der polarisations-/defektinduzierten RLZ_2 handelt. Bisher wurde aus Konvergenzgründen allerdings eine sehr lange Elektronenlebensdauer τ_n von 1 ns angenommen, obwohl diese aufgrund der geringen effektiven Masse von Elektronen ($m_n^* < m_p^*$) unterhalb der Lochlebensdauer τ_p von 30 ps liegen sollte. Im Folgenden wird die Auswirkung einer entsprechenden Verringerung von τ_n auf die EQE-Kennlinie eines M4-PD anhand von Abb. 4.14 diskutiert. In Abbildung 4.14 a sind dazu die simulierten EQE-Kennlinien eines rückseitig bestrahlten $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM M4-PD für unterschiedliche Elektronenlebensdauern τ_n zwischen 1 ns und 11 ps dargestellt ($\tau_p = 30$ ps). Die geometrisch bedingte Asymmetrie aller Kennlinien unterhalb der Schwellenspannungen bleibt von dieser Parametervariation nahezu unbeeinflusst. Dies deckt sich damit, dass unterhalb der Schwelle nur die Photogeneration in der noch nicht durchgereichten RLZ_c unterhalb der Kathode relevant ist und dort die Elektronen und Löcher im elektrischen Feld effizient voneinander getrennt werden. Mit sinkendem τ_n nehmen jedoch die Sättigungsniveaus im Rückwärts- und Vorwärtsbetrieb unterschiedlich stark ab. Für $\tau_n = 10$ ps liegt die Sättigungs-EQE im Rückwärtsbereich schließlich 20 Prozentpunkte unterhalb jener im Vorwärstbetrieb. Die Kennlinie des symmetrischen M5-PD bleibt dagegen auch bei geringem τ_n symmetrisch und verläuft in beiden Polungsrichtungen wie die entsprechende Vorwärtskennlinine des M4-PD.
Im Kontur-Plot der elektrischen Feldstärke F_{elektr} des M4-PD im Sättigungsbetrieb (Abb. 4.14 b, links) ist erkennbar, dass die laterale Ausdehnung des Überlappbereichs direkt mit der Breite w_{El} der jeweils vorgespannten Elektrode skaliert (s. gestrichelte Markierungen). Unter rückseitiger Bestrahlung stellt sich dann für $\tau_n = 11$ ps genau dort eine sehr hohe Rekombinationsrate R_{SRH} von bis zu $2{,}4 \times 10^{20}\,\mathrm{cm^{-3}\,s^{-1}}$ ein (Abb. 4.14 b, rechts).
Zudem nimmt die optische Generationsrate G_{opt} exponentiell in den Absorber hinein ab (Abb. 4.14 c, oben). Unterhalb der vorgespannten Kathode ist das elektrische Feldprofil $F_{\mathrm{elektr.},y}$ nun gerade derart ausgeprägt, dass freie Elektronen zum Ort des Vorzeichenwechsels hin und Löcher in die jeweils entgegengesetzte Richtung driften (Abb. 4.14 c,

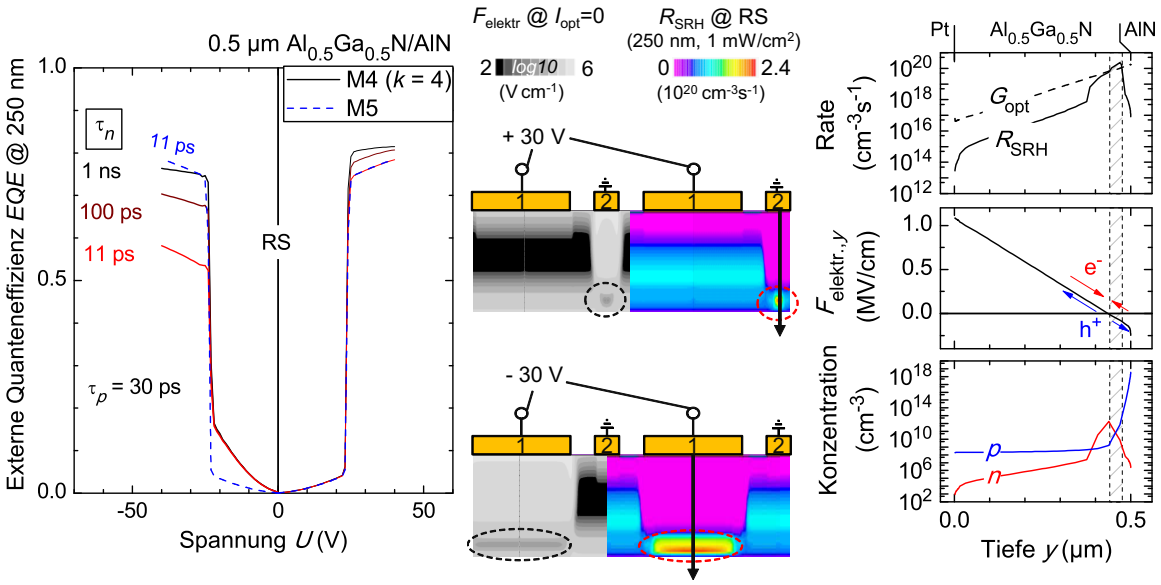


Abbildung 4.14.: Zur Erläuterung der Kennlinienasymmetrie des asymmetrischen M4-PD ($t_{\text{abs}} = 0{,}5\,\mu\text{m}$). (a) EQE-Kennlinien unter RS-Bestrahlung für Elektronenlebensdauern τ_n zwischen 1 ns und 11 ps ($\tau_p = 30\,\text{ps}$) – ebenfalls gezeigt ist die Kennlinie eines symmetrischen M5-Motivs für $\tau_n = 11\,\text{ps}$. (b) Kontur-Plots der elektrischen Feldstärke $F_{\text{elektr.}}$ (*links*) und der SRH-Rekombinationsrate R_{SRH} (*rechts*) im Sättigungsbetrieb ($\pm 30\,\text{V}$). (c) Linienprofile der Generations- und Rekombinationsraten G_{opt} und R_{SRH} (*oben*), des elektrischen Feldes $F_{\text{elektr.}}$ (*mitte*) sowie der freien Ladungsträgerkonzentrationen n und p (*unten*) unterhalb der jeweils revers gepolten Elektrode (vgl. Pfeile in (b)).

mitte). Unter Berücksichtigung der durch Konzentrationsgradienten verursachten Diffusionsströme ergibt sich dann eine zum AlGaN/AlN-Heteroübergang hin ansteigende Löcherkonzentration p. Die Elektronendichte n ist dagegen am Ort der Feldumkehr maximal (Abb. 4.14 c, unten) und es resultiert eine sehr hohe Rekombinationsrate ($R_{\text{SRH}} \propto np/\left(\tau_n p + \tau_p n\right)$) (Abb. 4.14 c, oben). Dieser Verlust photogenerierter Ladungsträger ist allerdings nicht mehr vernachlässigbar, da er sehr nah am AlGaN/AlN-Übergang auftritt, wo G_{opt} sehr hoch ist und ein wesentlicher Teil des Photostroms erzeugt wird. Mit Blick auf die Kontur-Plots in Abbildung 4.14 b erklärt es sich nun von selbst, dass dieser Ladungsträgerverlust bei unterschiedlichen Elektrodenbreiten, und damit bei unterschiedlicher Polung des M4-PD, verschieden stark ausfällt ($\Delta EQE_{\text{sat}} \propto w_{\text{El}}$). Anhand dieser Erläuterungen leitet sich nun auch direkt ab, weshalb sich unter rückseitiger Bestrahlung ein geringer Unterschied ΔEQE_{sat} für die symmetrischen PD des M1- und des M5-Motivs beobachten lässt: Im Vergleich zu den 29 Elektrodenpaaren des M5-PD summiert sich im M1-PD mit 49 Elektrodenpaaren ein insgesamt höherer Signalverlust durch nichtstrahlende Rekombination im Bereich der Feldumkehr auf.

Zusammengefasst sind damit die experimentell gefundenen Verluste ΔEQE_{sat} von rückseitig bestrahlten MSM PD vom M1-Typ (viele Elektroden) und vom M4-Typ (unterschiedliche Elektrodenbreiten) auf die geringen Elektronen- und Lochlebensdauern zurückzuführen.

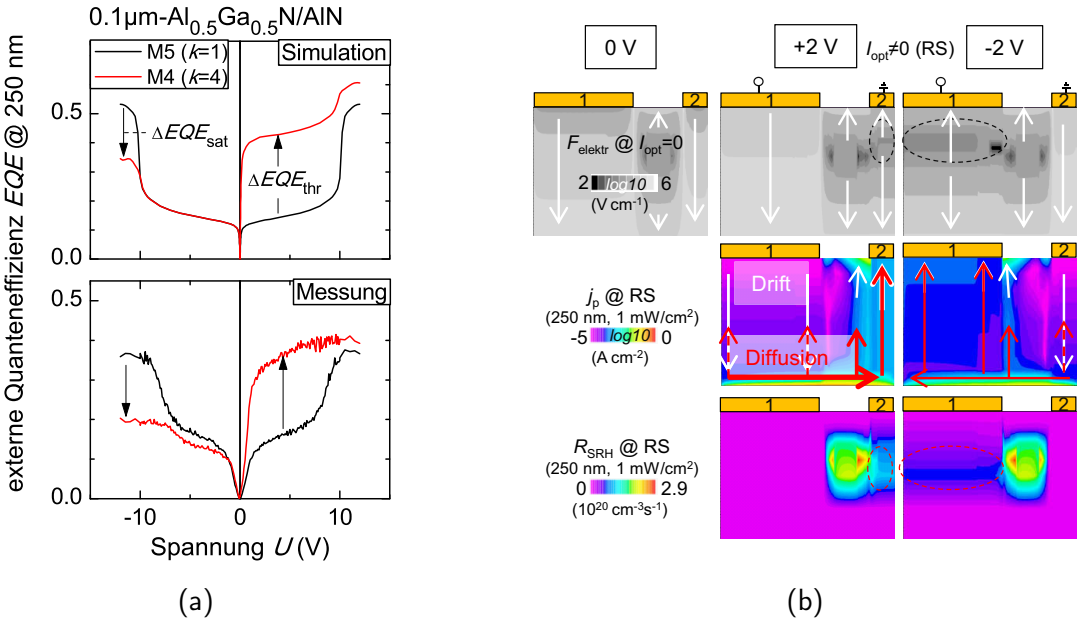


Abbildung 4.15.: Zur Erläuterung der Kennlinienasymmetrie des dünnen asymmetrischen M4-PD (t_{abs} = 0,1 µm). (a) Für $\tau_n = \tau_p = 30$ ps und $N_{D,AlN} = 10^{16}$ cm^{-3} simulierte (*oben*) und gemessene (*unten*) EQE-Kennlinienverläufe des symmetrischen M5-PD und des asymmetrischen M4-PD unter RS-Bestrahlung. (b) Kontur-Plots der elektrischen Feldstärke $F_{elektr.}$ (*oben*), der Lochstromdichte j_p (*mitte*) und der SRH-Rekombinationsrate R_{SRH} (*unten*) innerhalb des $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorbers des M4-PD unterhalb der Schwelle (±2 V) – Pfeile deuten Richtung und Stärke der jeweiligen Größe an.

4.2.2.2. Auswirkungen der Feldasymmetrie im 0,1 µm dünnen Absorber

In Abbildung 4.15 a sind die berechneten und gemessenen EQE-Kennlinien von 0,1 µm dünnen MSM PD mit symmetrischer (M5) und asymmetrischer (M4) Elektrodenkonfiguration dargestellt. Die sehr gute qualitative Übereinstimmung – ΔEQE_{sat} befindet sich im Rückwärtssättigungsbereich und ΔEQE_{thr} im Vorwärtsbereich – konnte allerdings nur durch eine Verringerung der Dotierkonzentration $N_{D,AlN}$ im AlN-Puffer von bisher 10^{17} cm^{-3} auf 10^{16} cm^{-3} erzielt werden. Nach den Ausführungen zur der SIMS-Analyse (Abschnitt 4.1.2) erscheint dies vom Trend her auch durchaus zulässig. Im Konturplot der elektrischen Feldstärke des M4-PD (Abb. 4.15 b, oben) wird ersichtlich, dass sich dadurch die Feldstärke am AlGaN/AlN-Übergang erhöht und das Kathodenfeld unter den Elektroden bei 0 V vollständig kompensiert ist. Im Gegensatz zum bisherigen Fall (vgl. Abb. 4.1 b) liegt damit bei 0 V unter den Elektroden keine Feldumkehr vor. Im Vorwärtsbetrieb (+2 V an der breiten Elektrode 1) überlagert sich dem Polarisationsfeld ein entsprechendes Kathodenfeld unter der schmalen Elektrode 2 während das Feldprofil unter der breiten Elektrode 1 weitgehend unverändert bleibt. Im Konturplot der Lochstromdichte (Abb. 4.15b, mitte) wird ersichtlich, dass ein Großteil der photogenierten Löcher unter der breiten Elektrode 1 zum $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Grenzfläche driftet, über den lateralen Diffusionsstromkanal am Heteroübergang bis unter die schmale Elektrode 2 gelangt und dort schließlich, aufgrund der hohen Lochdichte direkt zum Kontakt diffundiert. Im Rückwärtsbetrieb (−2 V an der breiten Elektrode 1) kehren sich die Verhältnisse ent-

sprechend um. Dadurch nimmt der Strom photogenerierter Löcher zwar den gleichen Weg, jedoch in umgekehrter Richtung. Im Unterschied zum Vorwärtbetrieb liegt nun allerdings ein kleinerer Sammelbereich unter der schmalen Elektrode 2 vor und es gehen mehr Ladungsträger durch Rekombination unter der breiten Elektrode 1 verloren (Abb. 4.15 b, unten) bevor sie die Kathode erreichen.

Zusammengefasst ergibt sich also beim dünnen, asymmetrischen M4-PD eine höhere EQE unter der Vorwärtsschwelle als im Rückwärtsbetrieb, weil mehr Löcher von der breiten Elektrode aus zur schmalen Elektrode transportiert werden und dort dann ein geringerer Rekombinationsverlust vorliegt.

4.3. Variation des Metallisierungsschemas

Für die bisher untersuchten MSM PD liegen im spannungslosen Fall identische Feldprofile unterhalb der Anode und der Kathode vor. Dies ist in Abbildung 4.16 a durch einen symmetrischen Bandverlauf skizziert. Bei homogener Bestrahlung des PD ergeben sich an den Kontakten betragsgleiche Photoströme in den RLZ mit unterschiedlicher Flussrichtung und der Gesamtstrom am Bauteil hebt sich auf. Erst wenn sich die Ausdehnungen der entsprechenden RLZ unter den Kontakten durch Anlegen einer Vorspannung unterscheiden, also ein asymmetrisches Feldprofil vorliegt, wird ein Stromsignal im äußeren Stromkreis messbar. Bei Verwendung von alternierenden Elektroden mit jeweils unterschiedlichen Schottky-Barrieren zum Halbleiter (z. B. $\Phi_1 > \Phi_2$) liegt dagegen ein asymmetrisches Feldprofil im Absorber vor, ohne dass dazu eine Vorspannung nötig ist (Abb. 4.16 b). Folglich ist bei einer solchen Struktur schon bei 0 V ein Photostrom ($\sim w_{1,0} - w_{2,0}$) zu erwarten.

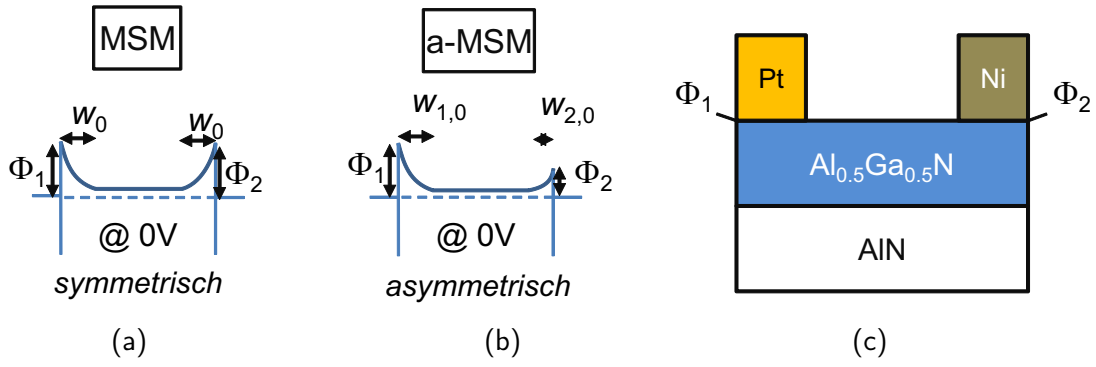


Abbildung 4.16.: Skizzierte Leitungsbandprofile von Elektrodenpaaren eines (a) MSM PD- bzw. (b) a-MSM PD zur Veranschaulichung einer barriereinduzierten Asymmetrie im a-MSM. (c) Querschnittsskizze eines a-MSM mit je einer Pt-basierten und einer Ni-basierten Elektrode pro Elektrodenpaar.

Dieser Ansatz wird im vorliegenden Abschnitt aufgegriffen und am Beispiel von MSM PD diskutiert, die aus Elektrodenkämmen mit unterschiedlichem Metallisierungsschema bestehen. Wie schon im Abschnitt 2.2 erläutert, wurde dafür zunächst ein Ni-basierter Elektrodenkamm bei hohen Temperaturen formiert bevor der Pt-basierte Elektrodenkamm als

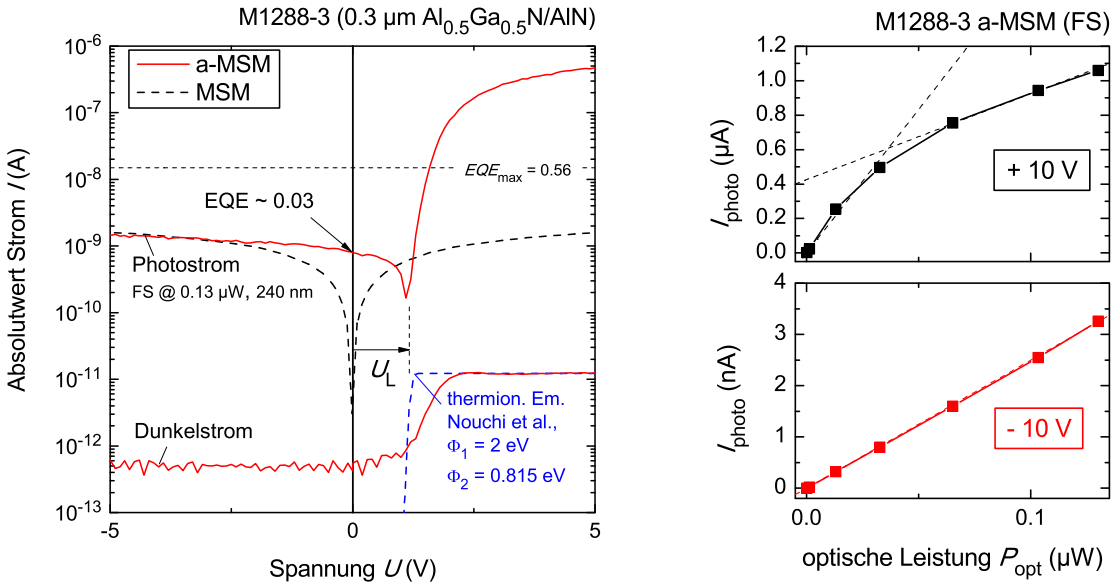


Abbildung 4.17.: Charakteristika eines 0,3 µm dicken a-MSM PD (rot). (a) Photostrom-Kennlinie unter frontseitiger Bestrahlung bei 240 nm – zum Vergleich ist die Photostrom-Kennlinie eines MSM PD mit eingezeichnet (schwarz, gestrichelt). Der Dunkelstromverlauf des a-MSM PD kann in Vorwärtsrichtung durch einen analytischen Ausdruck nach Nouchi [153] für den thermionischen Strom in MSM-Strukturen mit alternierenden Schottky-Barrieren $\Phi_1 > \Phi_2$ dargestellt werden. (b) Strom-Leistungs-Kennlinien des a-MSM PD in Vorwärts- (*oben*) bzw. Rückwärtsrichtung (*unten*).

Schottky-Kontakt aufgebracht wurde (s. Abb. 4.16 c). Um diesen PD-Typ von den bisher untersuchten MSM PD mit einheitlicher Pt-Kontaktmetallisierung zu unterscheiden, wird er im Folgenden mit „a-MSM PD“ bezeichnet.

4.3.1. Dicke a-MSM PD unter frontseitiger Bestrahlung

Zunächst werden die Unterschiede zwischen frontseitig bestrahlten a-MSM PD und MSM PD mit Standardelektrodengeometrie (M5-Motiv) auf einer 0,3 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorberschicht (Probe M1288-3) anhand der in Abb. 4.17 a gezeigten Kennlinienverläufe diskutiert. Wie erwartet weist die Photostromkennlinie des a-MSM PD einen asymmetrischen Verlauf um den Spannungsnullpunkt auf. Und gemäß des deutlich höheren Photostroms bei postitiven Spannungen kann hier von einem Rückwärts- ($U < 0\,\mathrm{V}$) bzw. Vorwärtsbetrieb ($U > 0\,\mathrm{V}$) gesprochen werden. Verglichen dazu ist die Photostromkurve des MSM PD symmetrisch und läuft bei negativen Spannungen sinnvollerweise mit der Rückwärtskennlinie des a-MSM PD bei ca. 1,4 nA bzw. einer EQE von ca. 5 % zusammen. Bei 0 V fließt, wie erwartet, allerdings nur im a-MSM PD ein Photostrom von knapp 0,8 nA, was immerhin einer EQE von knapp 3 % entspricht. Im Vergleich zum frontseitig bestahlten MSM PD ist dies schon als eine Verbesserung zu deuten, da dieser zum Erreichen der gleichen EQE eine Vorspannung von ca. 2 V benötigt.
In Vorwärtsrichtung lässt sich für den a-MSM PD ein Photostromnulldurchgang bei einer Leerlaufspannung U_L von ca. +1 V beobachten. Bei der diesen Abschnitt einleitenden

Vorstellung des a-MSM PD als MSM-Struktur mit unterschiedlichen Schottky-Kontakten (vgl. Abb. 4.16 b) fließt zu beiden Elektrodensorten nun ein gleich großer interner Photostrom, da die Feldasymmetrie durch eine entsprechende Vorspannung ausgeglichen wurde. Mit zunehmender Spannung steigt der Photostrom des a-MSM dann allerdings sehr deutlich an: Zunächst wird ab ca. 2,5 V der maximal erwartete Photostrom von 15 nA für das M5-Motiv für $\lambda = 240\,\mathrm{nm}$ und $P_{\mathrm{opt}} = 0{,}13\,\mu\mathrm{W}$ überschritten, und bei 5 V fließen schließlich knapp 0,5 µA, was unter den gegebenen Bedingungen einer EQE von ca. 2000 % entspricht. Demnach liegt hier offenkundig ein Photostromverstärkungsmechanismus vor. Wie anhand der Strom-Leistungs-Kennlinien (Abb. 4.17 b) zu erkennen ist, verläuft der Photostrom I_{photo} im Bereich der Verstärkung (+10 V) jedoch nicht mehr mit der eingestrahlten optischen Leistung P_{opt} linear, während dies für den Rückwärtsbetrieb (−10 V) der Fall ist. Aus diesem Grunde wurde der Vorwärtsbetrieb trotz der hohen EQE-Werte bei der weiteren Charakterisierung nicht weiter berücksichtigt.
Über den Ursprung der Verstärkung lässt sich ohne weitere Untersuchungen, wie sie z. B. im letzten Ergebniseteil für MSM PD auf ELO-AlN-Templates diskutiert werden, keine wirklich belastbare Aussage treffen. Allerdings ist es sehr wahrscheinlich, dass es einen Zusammenhang zur chemischen Beschaffenheit des unmittelbaren Metall/Halbleiter-Übergangs am legierten Ni-Kontakt gibt.

Das verrauschte Signal des rückwärtsgepolten a-MSM PD deutet darauf hin, dass es sich hierbei vielmehr um die untere Messgrenze des Messplatzes handelt und der tatsächliche Dunkelstrom vielmehr unter 0,5 pA liegt. In Vorwärtsrichtung kann dagegen ab U_{L} ein deutlicher Anstieg des Dunkelstromsignals beobachtet werden, welches dann oberhalb von 2,5 V mit ca. 12 pA sättigt.
Dieses Verhalten lässt sich durch einen analytischen Ausdruck für den (thermionischen) Dunkelstrom einer MSM-Struktur mit unterschiedlichen Schottky-Barrieren nach Nouchi [153] darstellen (gestrichelte blaue Kurve in Abb. 4.17 a). Der Sättigungsdunkelstrom in Vorwärtsrichtung lässt sich danach mit 29 gleichgepolten (Ni-basierten) Elektroden (400 µm × 2 µm) bei einer Schottky-Barriere von $\Phi_2 = 0{,}815\,\mathrm{eV}$ reproduzieren. Die Höhe der Leerlaufspannung erzwingt danach allerdings auch eine entsprechend höhere Schottky-Barriere Φ_1 für die verbleibenden (Pt-basierten) Elektroden von ca. 2 eV. Dieser hohe Wert von Φ_1 passt zunächst deutlich besser in die im Abschnitt 2.4.2 besprochene Literaturdatenlage, wonach die Barrierenhöhe für Pt auf $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ im Bereich 1,75 eV bis 3,25 eV liegen sollte. Und vor dem Hintergrund, dass der $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorber nur sehr schwach unbeabsichtigt n-dotiert ist und somit am legierten Kontakt weiterhin ein sehr hoher Sperrschichtwiderstand vorliegen muss, ist ohnehin kein ohmsches Verhalten des Ni-basierten Kontaktes zu erwarten gewesen. Es handelt es sich also möglicherweise vielmehr um einen nichtidealen Schottky-Kontakt mit einer im Vergleich zum Pt geringeren Schottky-Barriere.

4.3.2. Kombination der verschiedenen Optimierungsansätze

Werden die in diesem Kapitel untersuchten Ansätze zur Erhöhung der EQE AlGaN-basierter MSM Photodetektoren kombiniert, lässt sich die EQE eines a-MSM im 0-V-

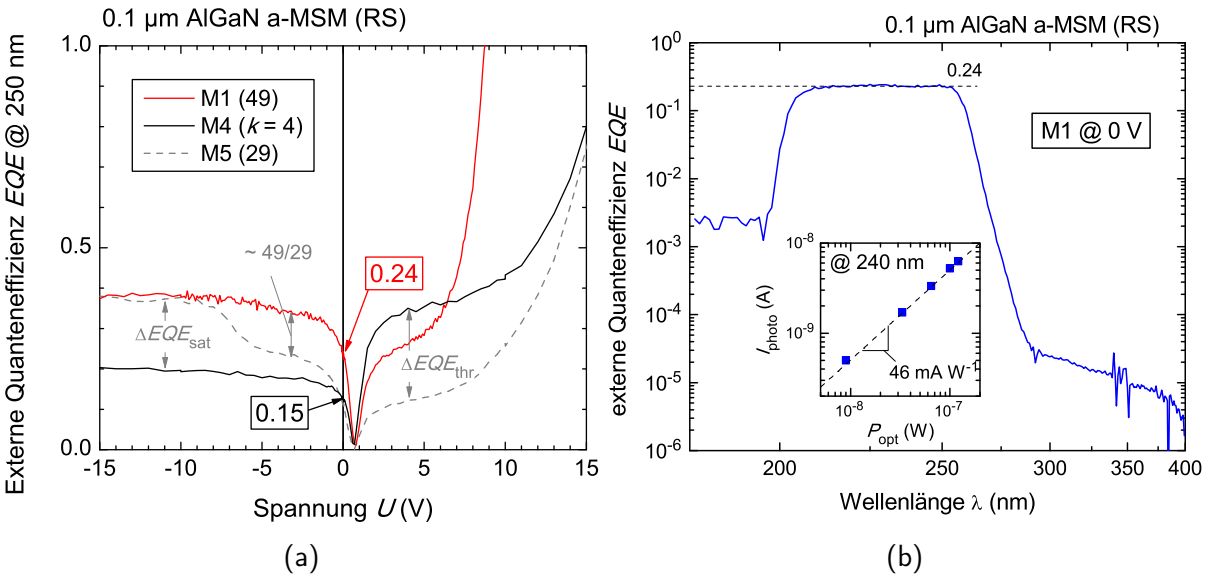


Abbildung 4.18.: Charakteristika von 0,1 µm dünnen a-MSM PD mit unterschiedlichen Motiven unter rückseitiger Bestrahlung. (a) EQE-Kennlinien für PD mit M1-, M4- und M5-Motiv. (b) EQE-Spektrum des M1-PD im Kurzschlussbetrieb ($U = 0\,\mathrm{V}$) – Insert: Strom-Leistungs-Kennlinie bei 240 nm.

Betrieb noch weiter erhöhen. Zunächst liegt auf der Hand, dass zum 0,1 µm dünnen Absorber (Probe: M1286-3) unter rückseitiger Bestrahlung übergegangen werden muss, um die Vorteile geringer Einkoppel- sowie Rekombinationsverluste auszunutzen. Hiervon ausgehend sollen die Resultate für a-MSM PD mit den unterschiedlichen Elektrodenkonfigurationen M1 (symmetrisch mit möglichst vielen Elektroden) bzw. M4 (asymmetrisch mit breiter Kathode) vorgestellt werden.

In Abbildung 4.18 a sind die entsprechenden EQE-Kennlinien von M1- und M4-PD gezeigt. Die Kennlinienverläufe sind asymmetrisch und weisen die gleichen charakteristischen Bereiche, wie sie schon in Abb 4.17 für den frontseitig bestrahlten a-MSM M5-PD mit 0,3 µm Absorberschichtdicke diskutiert wurden, auf: (1) Den Rückwärtsbetrieb – unter RS-Bestrahlung tritt eine EQE-Sättigung auf, (2) den Vorwärtsbetrieb ab einer Leerlaufspannung U_L von ca. $\lesssim 1\,\mathrm{V}$ mit anschließender Photostromverstärkung und (3) den gewünschten Kurzschlussbetrieb mit einer bemerkenswert hohen EQE bei 0 V.
Darüber hinaus werden allerdings auch die im letzten Abschnitt 4.2.2 besprochenen Auswirkungen der beiden Motivgeometrien auf das jeweilige Kennlinienverhalten deutlich. Der Vergleich der Motive M4 und M5 zeigt sowohl den EQE-Verlust ΔEQE_sat im Rückwärtssättigungsbetrieb, als auch den (nun beim a-MSM PD etwas weiter) in den Vorwärtsbetrieb verschobenen EQE-Zuwachs ΔEQE_thr. Bei 0 V erreichen beide Motive die gleiche EQE von immerhin 15 %. Die Verwendung einer breiteren Kathode trägt demnach nicht zu einer Erhöhung der EQE im Kurzschlussbetrieb bei. Die Erhöhung der Elektrodenpaarzahl von 29 für den M5-PD auf 49 für den M1-PD resultiert dagegen in einem höheren Wert der EQE im Kurzschlussbetrieb von 24 %, was offenbar durch die höhere Elektrodenpaaranzahl verursacht wird. Für das M1-Motiv ist dadurch das Schwellen- und Sättigungsverhalten beinahe nicht mehr zu erkennen.

In Abbildung 4.18 b ist schließlich noch das EQE-Spektrum des a-MSM PD vom M1-Typ bei 0 V gezeigt. Wie auch für den symmetrischen MSM PD unter Vorspannung und RS-Bestrahlung (vgl. Abb. 4.3 a) ist die EQE im spektralen Bereich zwischen den Bandkantenenergien des $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorbers und des AlN-Puffers konstant. Darüber hinaus ist der Photostrom bei einer Wellenlänge von 240 nm im Kurzschlussbetrieb über mehrere Größenordnungen linear mit der eingestrahlten optischen Leistung (s. Insert).

Insgesamt erweist sich der a-MSM also als sehr vielversprechend bei der Realisierung leicht herstellbarer AlGaN-basierter UV-Photodetektoren mit hohen Quanteneffizienzen.

4.4. Zusammenfassung des Kapitels

Basierend auf den Erkenntnissen zu dem in Kapitel 3 erläuterten Schwellen- und Sättigungsverhalten der EQE-Spannungskennlinie eines rückseitig bestrahlten AlGaN/AlN MSM PD, wurden im vorliegenden Kapitel drei Optimierungsansätze ausgearbeitet: Die Variation der epitaktischen Schichtabfolge, die Änderung der Elektrodengeometrie und die gleichzeitige Verwendung zweier unterschiedlicher Metallisierungsschemata. Dabei stand die Erhöhung der EQE bei möglichst geringer Vorspannung im Vordergrund.
Die Reduktion der Absorberschichtdicke bewirkt zum einen ein Sinken der Schwellenspannung, die das Durchgreifen der vorgespannten RLZ zum AlGaN/AlN-Heteroübergang markiert, zum anderen aber auch die hohe EQE im Sättigungsbetrieb aufgrund zunehmender Transmissionsverluste. Da die EQE unterhalb der Schwelle jedoch ebenfalls stark zunimmt, was auf die vollständige Verarmung des Absorbers zurückzuführen ist, erweisen sich dünne Absorberschichten für den effizienten Betrieb bei niedrigen Vorspannungen als besonders geeignet. Darüber hinaus konnten die experimentellen Trends für front- und rückseitig bestrahlte MSM PD unterschiedlicher Absorberschichtdicke anhand der 2D-Simulationen mit sehr guter Übereinstimmung simuliert und interpretiert werden, was die grundsätzliche Anwendbarkeit der gemachten Annahmen des Modells nochmals unterstreicht. Durch eine SIMS-Analyse wurde eine hohe Siliziumkonzentration an der AlGaN/AlN-Heterogrenzfläche nachgewiesen, die sich vermutlich auf die prozessbedingte Wachstumsunterbrechung mit Anlagenwechsel zurückführen lässt. Durch entsprechende Simulationen konnte gezeigt werden, dass diese Kontamination zu einer grundsätzlichen Erhöhung der Schwellenspannung führt. Der Vergleich von MSM PD mit und ohne AlN-Pufferschicht zeigte außerdem, dass diese generell unverzichtbar ist, um, neben einer niedrigen Defektdichte im AlGaN-Absorber, ein effizientes Schwellen- und Sättigungsverhalten der EQE zu erzielen.
Die EQE eines rückseitig bestrahlten MSM PD lässt sich durch die Dichte der Elektrodenpaare oder durch unterschiedliche Elektrodenbreiten beeinflussen. Sowohl die Erhöhung der Elektrodenpaardichte als auch die Verbreiterung der Kathodenfläche wirken sich dabei allerdings nur unterhalb der Schwellenspannung, gemäß der jeweiligen geometrischen Veränderung, vorteilhaft aus. Im Sättigungsbetrieb ist die EQE dagegen offenbar durch die kurzen Rekombinationszeiten von Elektronen und Löchern, die in der Simulation im ps-Bereich liegen, limitiert. Dies äußert sich insbesondere dadurch, dass die Verringerung

der Sättigungs-EQE offenbar direkt mit der Kathodenbreite skaliert, da der Feldüberlapp unter der Kathode zu einem entsprechenden Rekombinationsverlust führt.
Durch die Formierung eines Ni-basierten Elektrodenkamms, der Pt-basierte wurde weiterhin in der Standard-Schottky-Metallisierung prozessiert, wurden MSM PD mit asymmetrischer EQE-Kennlinie erzeugt. Diese, als a-MSM PD bezeichneten Detektoren, weisen nun einen Kurzschlussbetrieb auf. Die Kombination dieses Ansatzes mit einer dünnen Absorberschicht und einer möglichst hohen Elektrodenpaardichte führt schließlich zu einer EQE von 24 % bei 0 V für die rückseitige Bestrahlung.

Kapitel 5.

AlGaN MSM PD auf ELO-Templates

In den vorangegangenen Kapiteln wurde das Verhalten von AlGaN MSM Photodetektoren unter front- und rückseitiger Bestrahlung untersucht, deren Absorberschicht auf planaren AlN/Saphir-Templates aufgewachsen wurde. Im vorliegenden Kapitel werden nun die Eigenschaften frontseitig bestrahlter MSM Detektoren diskutiert, deren $Al_xGa_{1-x}N$-Absorberschicht ($x_{Al} = 0,4 - 0,5$) auf epitaktisch lateral überwachsenen AlN/Saphir-Templates (kurz: ELO für *epitaxially laterally overgrown*) abgeschieden sind. Die Verwendung von ELO-basierten Templates ermöglicht hierbei die Reduktion der Dichte von Durchstoßversetzungen in der AlGaN-Absorberschicht, was eine entsprechende Verringerung nichtstrahlender Rekombinationszentren bewirkt und demnach prinzipiell die Erhöhung der externen Quanteneffizienz eines MSM Detektors verspricht.
Die Entwicklung von MSM Photodetektoren auf ELO-Templates wurde am FBH in zwei Schritten vollzogen. Der Grund hierfür lässt sich, anhand der in Abbildung 5.1 gezeigten EQE-Kennlinien, nachvollziehen: Die Detektoren der ersten ELO Generation zeigen einen Photostromverstärkungsmechanismus ($\rightarrow EQE > EQE_{\text{max.}}$), der durch eine geänderte Epitaxiestruktur für Detektoren der zweiten ELO Generation nicht mehr vorhanden ist. Zum Verständnis dieses fundamentalen Unterschieds wird im ersten Abschnitt 5.1 dieses Kapitels zunächst eine umfassende Analyse der Materialeigenschaften von planaren Proben und ELO-basierten Proben beider Generationen vorgenommen. Im zweiten Abschnitt 5.2 schließt sich dann die Untersuchung der Photostromverstärkung im ELO MSM PD der ersten Generation an und im darauffolgenden Abschnitt 5.3 wird der Zusammen-

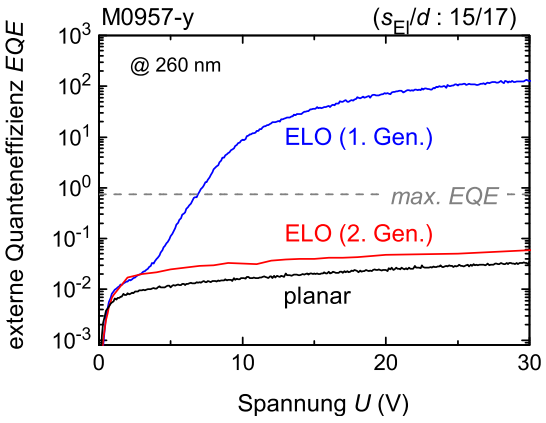


Abbildung 5.1.: EQE-Spannungs-Kennlinien von planaren und ELO $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ MSM PD bei 260 nm.

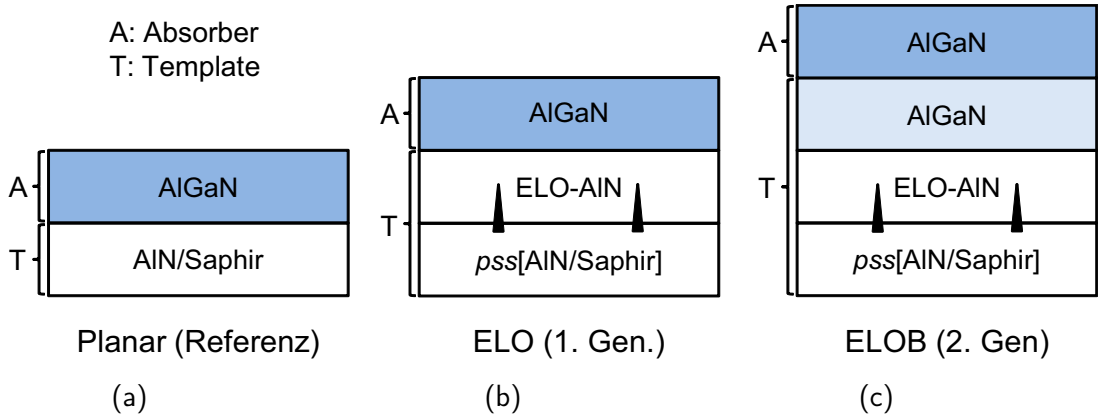


Abbildung 5.2.: Illustration der Epitaxiestruktur der hier untersuchten planaren (a), ELO (b) und ELOB (c) Proben. Die Abkürzung *pss* bedeutet *patterned sapphire substrate*, meint hier allerdings ein oberflächenstrukturiertes AlN/Saphir-Template. (weitere Erläuterungen s. Text)

hang zwischen Versetzungsdichte und externer Quanteneffizienz anhand der Charakteristika von ELO MSM PD der zweiten Generation thematisiert. Abschließend wird im letzten Abschnitt 5.4 auf die experimentell gefundene Anisotropie des Photostroms (bzw. der EQE) bei unterschiedlich orientierten MSM-Elektrodenkämmen eingegangen.

5.1. Materialanalytische Charakterisierung

Der Herstellungsprozess von AlGaN-basierten Photodetektoren auf planaren und ELO Templates wurde eingangs in den Abschnitten 2.1 und 2.2 erläutert. In diesem Kapitel werden Charakterisierungsergebnisse von MSM PD auf drei unterschiedlichen Probentypen diskutiert. Wie in Abbildung 5.2 illustriert, besteht deren Epitaxiestruktur jeweils aus einer AlGaN-Absorberschicht (A) auf unterschiedlich aufgebauten Templates (T). Die planare Struktur (Abb. 5.2 a) dient als Referenz. Bei der ELO-Struktur (Abb. 5.2 b) – ELO der ersten Generation – wurde die AlGaN-Absorberschicht direkt auf ein ELO AlN-Template gewachsen. Und bei der ELOB-Struktur (Abb. 5.2 c) – ELO der zweiten Generation – wurde die AlGaN-Absorberschicht dagegen auf eine komplette ELO-Probe der ersten Generation abgeschieden. Das B in der Bezeichnung ELOB bezieht sich deshalb auf das vergrabene (*buried*) ELO AlGaN-Template. Während sich also die Templates der drei Probentypen – planar, ELO und ELOB – wesentlich unterscheiden, ist die Absorberschicht mit einer Dicke von 1,3 µm bis 1,4 µm vergleichbar.
Da die Epitaxie von Absorber und Pufferschicht hierbei generell auf verkippten bzw. bei ELO-Templates zusätzlich auf strukturierten (pss) Oberflächen erfolgt, weisen alle AlGaN-Absorberschichten gewisse Materialeigenschaften auf, die sich durch die Terminierung der Unterlagenoberfläche ergeben. Darauf wird im vorliegenden Abschnitt anhand von repräsentativen Ergebnissen aus AFM-, REM/CL und PCS-Untersuchungen eingegangen.

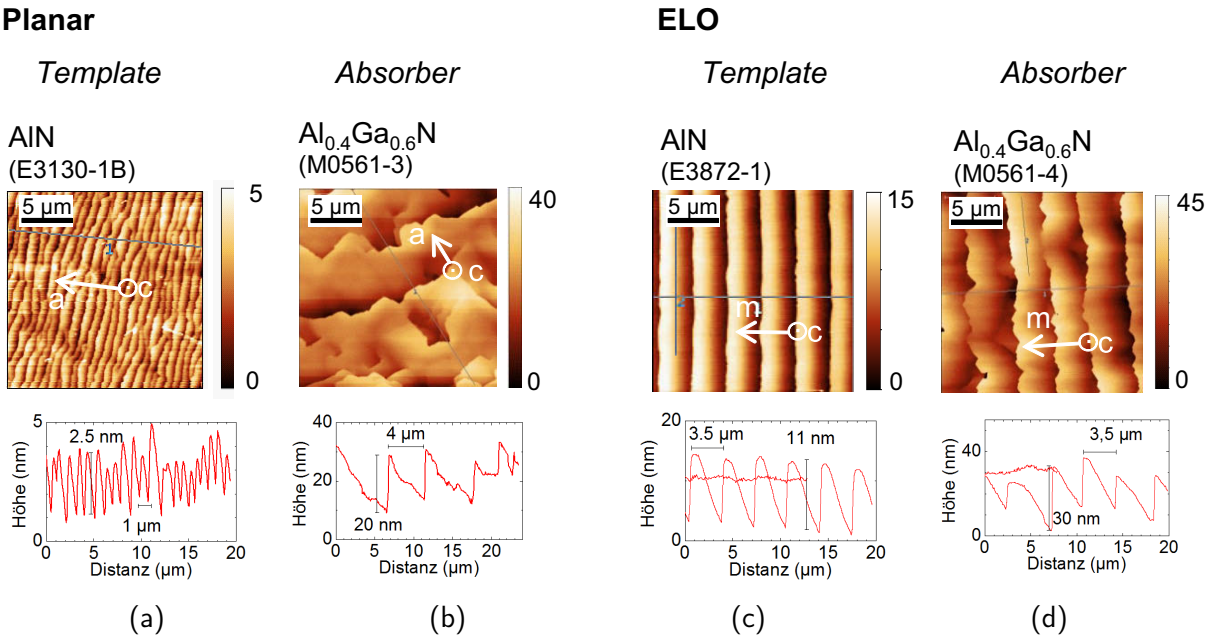


Abbildung 5.3.: AFM-Aufnahmen (*oben*) und daraus extrahierte 1D-Linienprofile (*unten*) von planaren (a und b) sowie ELO (c und d) AlN- und $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Oberflächen.

5.1.1. Oberflächenmorphologie

In Abbildung 5.3 sind AFM-Oberflächenaufnahmen von AlN- und $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Schichten dargestellt. Bei dem planaren AlN/Saphir-Template mit 0,25° Fehlschnitt in *a*-Richtung[1] bilden sich ca. 1 µm breite Terrassen mit 2,5 nm Stufenhöhe an der AlN-Oberfläche aus (s. Abb. 5.3a). Beim Überwachsen mit 1,4 µm $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ nehmen sowohl Terrassenbreite als auch Stufenhöhe weiter auf ca. 4 µm bzw. 20 nm zu (Abb. 5.3b). Dies wird durch die Bündelung mehrerer Terrassenstufen (*engl.: step-bunching*) während des Stufenflusswachstums verursacht. Beim ELO-AlN-Template (0,25° nach *m*) weist die Oberfläche der ca. 7 µm dicken ELO-AlN-Schicht, gemäß dem angewendeten ELO-Ätzstreifenmuster, 3,5 µm breite Terrassen mit einer Stufenhöhe von ca. 10 nm auf (Abb. 5.3c). Diese Morphologie überträgt sich dann weiter auf die darauf abgeschiedenen 1,4 µm dicken $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Schicht (Abb. 5.3d), wobei die Stufenhöhe dort sogar auf ca. 20 nm bis 30 nm ansteigt. Auf den Terrassen liegt dagegen ein vergleichsweise glattes Höhenprofil vor.

5.1.2. Kompositionsfluktuationen

Die Präsenz der Terrassenstufen auf planaren und ELO AlN-Templates hat direkte Konsequenzen für die Homogenität der Materialkomposition innerhalb der darauf abgeschiedenen $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschicht. Für am FBH hergestellte ELO-Proben wurde dies in einer Reihe von Veröffentlichungen thematisiert (siehe z. B. Knauer *et al.* [154], Zeimer *et al.* [155] und Mogilatenko *et al.* [156]). In diesem Unterabschnitt soll trotzdem auf entsprechende Ergebnisse der hier untersuchten ELO-Probe M0561-4, und insbesondere

[1] Richtungsbezeichnungen beziehen sich auf Saphir.

Planar (M0561-3)

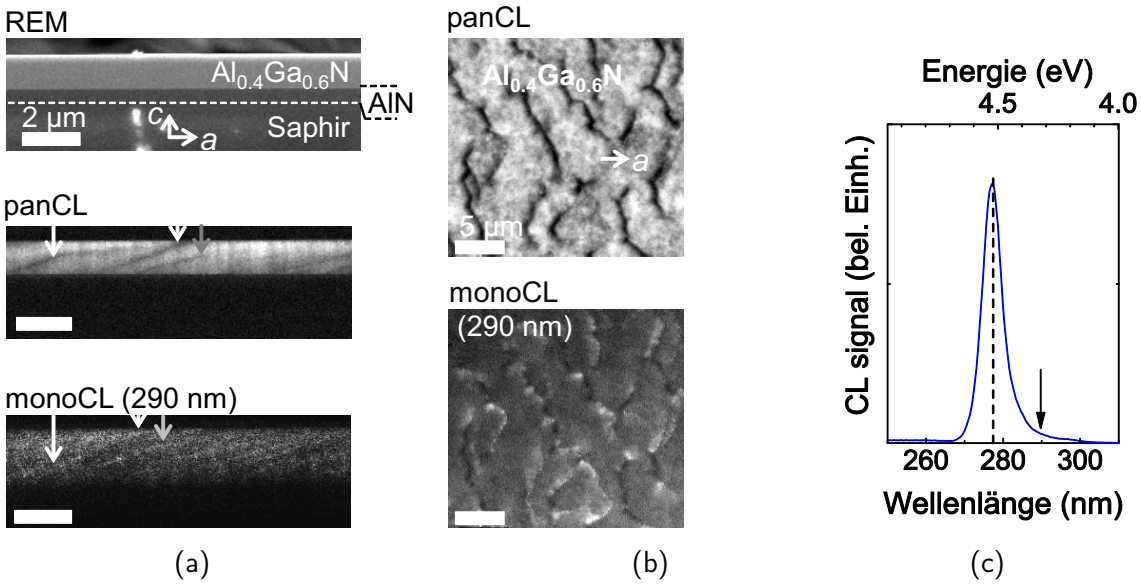


Abbildung 5.4.: REM/CL-Aufnahmen der $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschicht auf planarem AlN-Template. (a) Probenquerschnitt bzw. (b) $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Oberfläche (c) CL-Spektrum der Oberfläche. (Erläuterungen: s. Text)

auf ein vergleichbares Resultat bei der planaren Probe M0561-3 eingegangen werden. Im Folgenden werden dazu die Ergebnisse von REM/CL-Analysen dieser Proben anhand der Abbildungen 5.4 und 5.5 erläutert.

Das panchromatische Querschnittsbild der planaren $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Schicht zeigt (Abb. 5.4 a, mitte), bis auf einige diagonal verlaufende Spuren geringer Intensität (Pfeile), eine nahezu homogene Verteilung des Lumineszenzsignals. Ein ähnliches Verhalten lässt sich von der Oberfläche aus beobachten (Abb. 5.4 b, oben), von wo aus hauptsächlich die Terrassenstufen deutlich dunkler erscheinen als der Rest der Fläche. Das CL-Spektrum von der Oberfläche (Abb. 5.4 c) hat bei 277 nm ein Maximum, und spiegelt den nominellen Al-Anteil der Schicht von ca. 0,4 wieder. Die niederenergetische Verbreiterung des CL-Signals lässt sich anhand der panchromatischen Aufnahmen bei 290 nm auf eine räumliche Kompositionsfluktuation zurückführen (Abb. 5.4 b, unten) . Die energetische Differenz zum Maximum von ca. 200 meV lässt nun darauf schließen, dass die diagonalen Spuren vielmehr Ga-reiche Regionen innerhalb der Absorberschicht sind, die offenbar an der AlN-Pufferschicht beginnen und zu den Terrassenstufen an der $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Oberfläche laufen und einen Kompositionsunterschied von ca. $\Delta x_{\mathrm{Al}} \lesssim 0,07$ zur AlGaN-Umgebung aufweisen.

In der ELO-$Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Schicht ist dies, allerdings wesentlich deutlicher ausgeprägt, ebenfalls zu beobachten. Das REM-Querschnittsbild (Abb. 5.5 a) zeigt den strukturellen Aufbau der Probe mit Blickrichtung entlang der ELO-Ätzstreifen (a-Richtung). Im Elektronenrückstreubild (BSE) der $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Schicht (Abb. 5.5 b, oben) ist ein sich periodisch wiederholender Helligkeitskontrast erkennbar (s. Markierungen). Da dieser Modus sensitiv

ELO (M0561-4)

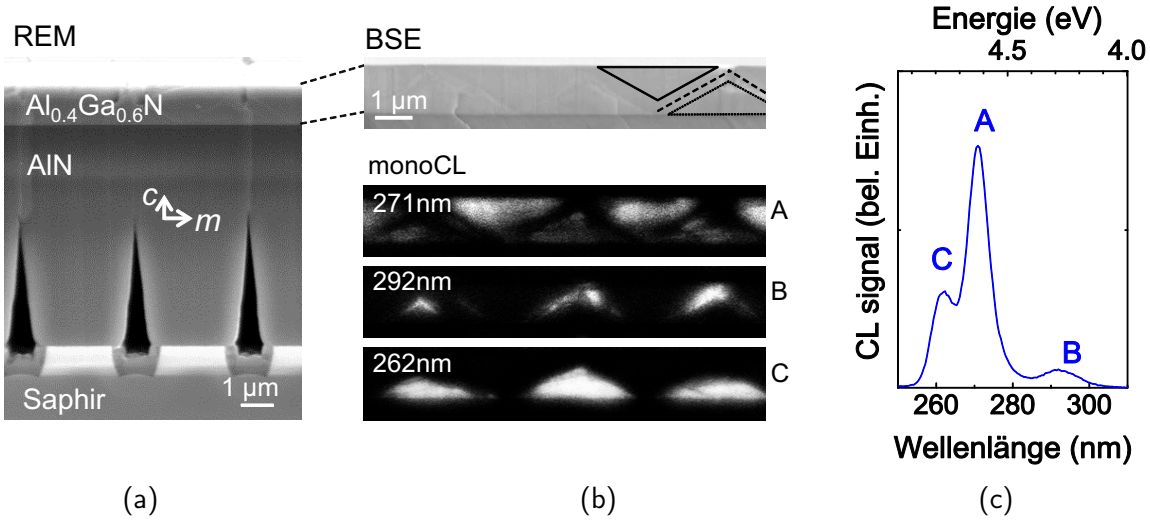


Abbildung 5.5.: REM/CL-Aufnahmen der $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschicht auf ELO AlN-Template. (a) Probenquerschnitt bzw. (b) Querschnitt des $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorbers (c) CL-Spektrum des Absorberquerschnitts. (Erläuterungen: s. Text)

auf die Kernladungszahl der Streuzentren ist, werden Ga-reiche Bereiche heller (Zickzack) angezeigt als Al-reiche (Dreiecke), was schon auf Kompositionsunterschiede innerhalb der Schicht hinweist. Zudem weist das CL-Spektrum der Querschnittsfläche (Abb. 5.5 c) drei Maxima bei 271 nm (A), 292 nm (B) und 262 nm (C) auf, die sich anhand entsprechender monochromatischer Aufnahmen (Abb. 5.5 b, unten) räumlich zuordnen lassen. Die $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschicht besteht demnach aus zwei Al-reichen Regionen – einer oberen A mit $x_{\mathrm{Al,A}} = 0,41$ und einer unteren C mit $x_{\mathrm{Al,C}} = 0,47$ – zwischen denen eine zickzackförmige Ga-reiche Region B mit $x_{\mathrm{Al,B}} = 0,30$ verläuft. Daraus leiten sich die Kompositionsunterschiede der direkt benachbarte Regionen zu $\Delta x_{\mathrm{A/B}} \approx 0,11$ und $\Delta x_{\mathrm{B/C}} \approx 0,17$ ab.

Zustandekommen der Kompositionsfluktuationen Der zugrundeliegende Mechanismus zur Entstehung solcher Kompositionsfluktuationen wurde in mehreren Veröffentlichungen untersucht (z. B. in [154, 155, 156]) und soll nachfolgend schematisch nachvollzogen werden.

In Abbildung 5.6 a ist der Querschnitt einer $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Schicht mit dünnen AlN-Markerschichten auf einem ELO-AlN Template im Elektronenrückstreumodus gezeigt. In der $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Matrix sind zum einen die dunklen AlN-Markerschichten und zum anderen die beiden hellen, gegenläufigen Spuren (B1 und B2) mit erhöhtem Ga-Anteil zu erkennen, deren Ursprung bei den Oberflächenterrassenstufen des ELO-AlN liegt. Dem Verlauf der AlN-Markerschichten nach liegen innerhalb B1 und B2 außerdem von der c-Oberfläche abweichende Wachstumsoberflächen vor, deren Ausdehnung mit zunehmender Gesamtschichtdicke wächst.

Die Ausbildung der Ga-reichen Spuren hängt nun zum einen damit zusammen, dass die

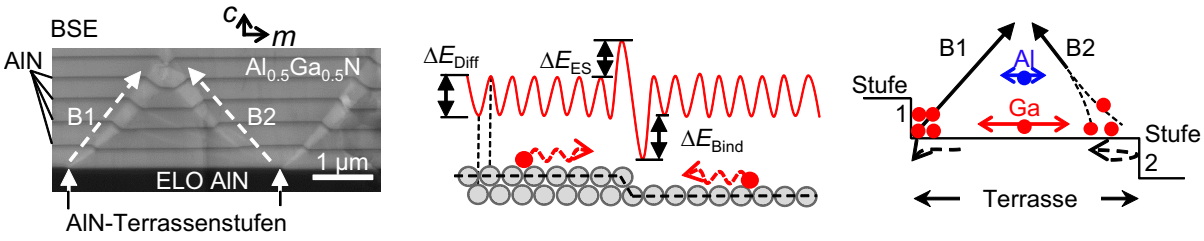


Abbildung 5.6.: Zur Diskussion der Kompositionsinhomogenitäten in AlGaN auf einem verkippten ELO AlN-Template. (a) Repräsentative BSE-Querschnittsaufnahme einer $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Schicht mit AlN-Markierungsschichten auf ELO-AlN, (b) Schematische Darstellung der Oberflächendiffusion von Adatomen auf Terrassen und (c) daraus abgeleitete Illustration zur Entstehung der Ga-reichen Spuren B1 und B2 (s. auch Ref. [155]).

Wahrscheinlichkeit für Adatome eine Terrassenstufe zu überwinden richtungsabhängig ist (s. Abb. 5.6 b), da an einer Stufe – Adatom kommt von rechts – mehr Bindungspartner zur Verfügung stehen als auf der Stufe – Adatom kommt von links. Demnach wird es *an einer Stufe* mit höherer Wahrscheinlichkeit eingebaut (Bindungsenergie ΔE_{Bind}) und *auf einer Stufe* mit höherer Wahrscheinlichkeit reflektiert (Ehrlich-Schwoebel-Barriere ΔE_{ES}) [157, 158]. Zum anderen wird davon ausgegangen, dass die Ga-Adatome mobiler sind als Al-Adatome (s. Abb. 5.6 c). Das mobilere Ga lagert sich demnach vermehrt direkt an der Stufe 1 an und es entsteht die Ga-reiche Spur B1. Auf der Stufe 2 wird es dagegen reflektiert, sammelt sich jedoch teilweise in der Nähe der Stufe 2, so dass sich mit einer gewissen Verzögerung die Spur B2 mit entgegengesetzter Orientierung ausbildet.
Beim Zusammenlaufen der beiden Spuren nimmt die Ausdehnung der oberen Region A im Verhältnis zur unteren Region C zu. Demnach sind mehr Ga-Adatome aus der unteren Region C an der Ausbildung dieser Spuren beteiligt als aus der oberen Region A und es resultiert ein höherer Al-Anteil unterhalb der zickzackförmigen Ga-reichen Spur B.
Die Entstehung der Ga-reichen Spuren im planaren $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ ist mit hoher Wahrscheinlichkeit ebenfalls auf die Anlagerung von Ga-Adatomen, zunächst an den den AlN-Terrassenstufen und dann an den Stufenbündeln im $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$, zurückzuführen.

5.1.3. Durchstoßversetzungen

In diesem Abschnitt werden sowohl Dichte als auch Verteilung von Durchstoßversetzungen in AlGaN-Absorberschichten auf planaren und ELO AlN-Templates untersucht. Um ein möglichst umfassendes Bild zu erhalten, werden dazu hauptsächlich die Ergebnisse aus REM/CL-Untersuchungen an den Proben der beiden Serien M0561-x und M0957-y ausgewertet. Zunächst wird auf Oberflächenbilder von 1,4 µm dicken $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschichten im panchromatischen Aufnahmemodus eingegangen, bei denen die Zahl dunkler Flecken (dark-spots) auf einer quadratischen Fläche von 1 µm^2 deren lokale Dichte (DSD: dark spot density) in $10^8\,\mathrm{cm}^{-2}$ angibt und als Maß für die Durchstoßversetzungsdichte TDD herangezogen wird.

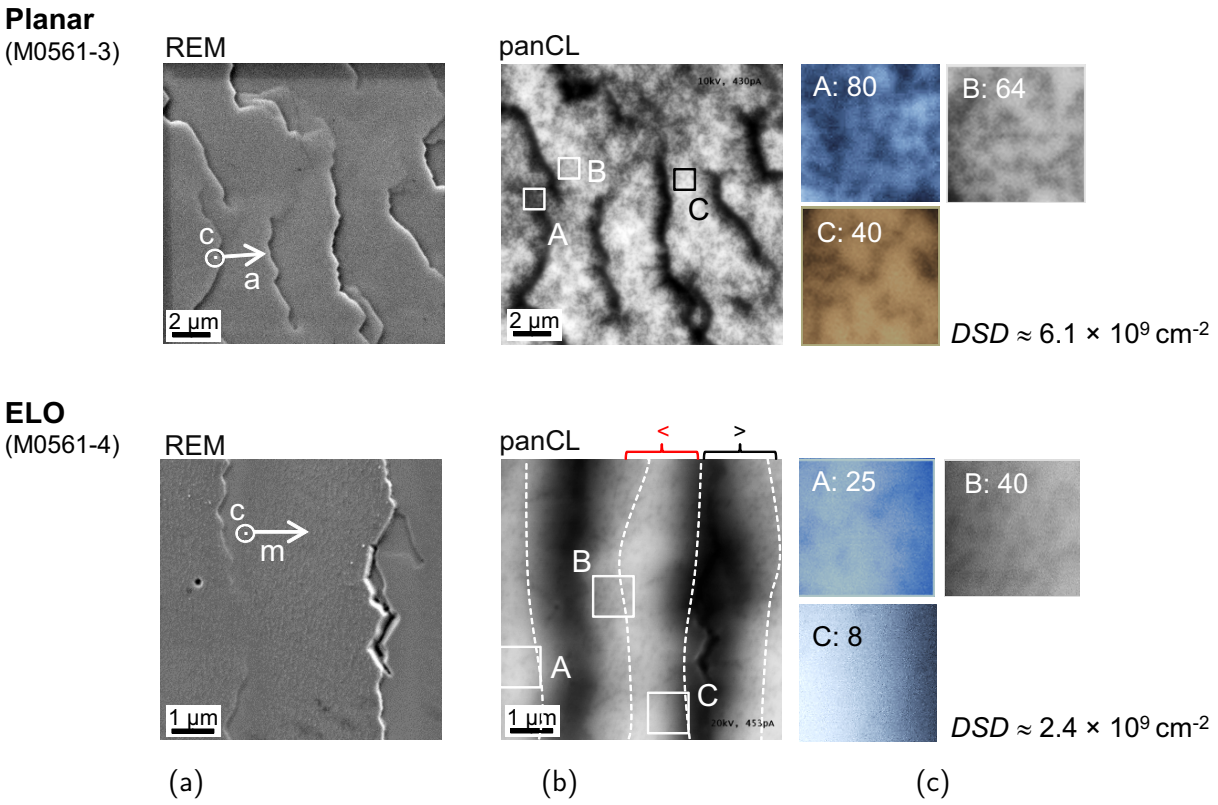


Abbildung 5.7.: REM/CL-Analyse zur Bestimmung der dark spot density (DSD) von 1,4 µm dicken $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschichten der Probenserie M0561-x auf planarem AlN (*oben*) bzw. ELO AlN (*unten*). Oberflächenaufnahmen der Schichten im (a) REM- und (b) panchromatischen CL-Modus – Die Symbole $<$ bzw. $>$ beziehen sich auf eine geringe bzw. hohe DSD. (c) Vergrößerungen von 1 µm^2-Quadraten aus den panCL-Bildern zur Auszählung der dark spots und damit der DSD in $10^8\,\mathrm{cm}^{-2}$.

ELO-Probenserie (M0561-x) In Abbildung 5.7 a sind für die Proben M0561-3 und M0561-4 die zuvor besprochenen Terrassenstrukturen deutlich erkennbar. Im panchromatischen Aufnahmemodus (Abb. 5.7 b) werden nun die durch dark spots hervorgerufenen Intensitätsunterschiede sichtbar. Bei der planaren Probe M0561-3 variiert die DSD zwischen $8 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ in dunklen Bereichen (z. B. A) und $4 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ in hellen Bereichen (z. B. C) – also um einen Faktor 2 – und liegt damit im Mittel bei ca. $6 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$. Bei der ELO-Probe M0561-4 sind durchgehende Bereiche hoher ($>$) bzw. niedriger ($<$) DSD zu erkennen, die in alternierender Reihenfolge gemäß der ELO-Ätzstreifenperiode von 3,5 µm angeordnet sind. In repräsentativen Bereichen A, B und C über eine Terrasse variiert die DSD zwischen $4 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ (B) und $8 \times 10^8\,\mathrm{cm}^{-2}$ (C) – d. h. um einen Faktor 5 – und liegt im Mittel bei nur ca. $2{,}4 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$. Gegenüber dem gemittelten Wert für die planare Probe ist die DSD der ELO-Probe also auf ca. 1/2 reduziert.

ELOB-Probenserie (M0957-x) In Abbildung 5.8 sind panchromatische CL-Aufnahmen der $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Oberflächen auf planarem AlN, ELO AlN und ELOB AlGaN gezeigt. Zunächst sind die Ergebnisse der planaren und der ELO Probe dieser Serie vergleichbar mit jenen der M0561-x-Serie: Für das planare AlGaN (Abb. 5.8 a) ist die DSD

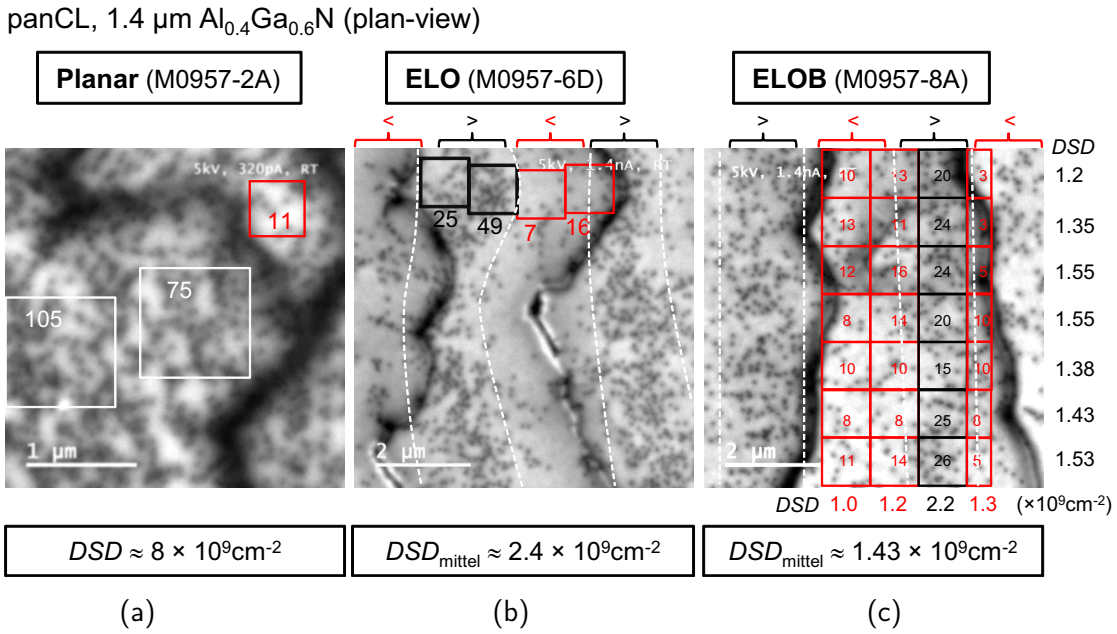


Abbildung 5.8.: Panchromatische Oberflächenaufnahmen zur Bestimmung der dark spot density (DSD) von 1,4 µm dicken $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschichten auf (a) planarem AlN, (b) ELO AlN- und (c) ELOB AlGaN-Template (Probenserie M0957-x). Die Symbole < bzw. > beziehen sich auf eine geringe bzw. hohe DSD. Für die ELOB-Oberfläche sind zeilen- und spaltenweise Mittelwerte der ausgezählten DSD im Maß einer 3,5 µm breiten Terrasse in $10^9\,cm^{-2}$ angegeben. (weitere Erläuterungen s. Text).

wieder vergleichsweise homogen und beträgt im Mittel ca. $8 \times 10^9\,cm^{-2}$. Für das ELO AlGaN (Abb. 5.8 b) ist die DSD wieder inhomogen und es lassen sich wieder entlang der Oberflächenterrassen orientierte Streifen hoher (>) bzw. niedriger (<) DSD von $3{,}7 \times 10^9\,cm^{-2}$ bzw. $1{,}2 \times 10^9\,cm^{-2}$ beobachten. Im Mittel beträgt die DSD an der ELO AlGaN-Oberfläche damit wieder ca. $2{,}4 \times 10^9\,cm^{-2}$ und ist somit ca. auf 1/3 des Wertes vom planaren AlGaN reduziert.

Für die ELOB-Probe (Abb. 5.8 c), also $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ welches auf einer ELO AlGaN-Struktur abgeschieden wurde, ist die DSD schließlich wieder etwas homogener und mit $1{,}43 \times 10^9\,cm^{-2}$ sogar am geringsten. Diese Reduktion der DSD gegenüber der ELO Probe ist jedoch plausibel, wie nachfolgend anhand der verschiedenen Querschnittsaufnahmen in Abb. 5.9 erläutert wird. Zur Übersicht ist in Abbildung 5.9 a das Elektronenrückstreubild des Querschnitts der ELOB-Probe gezeigt. Die 1,4 µm dicke $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschicht wurde bei dieser Probe auf einer 3 µm dicken ELO $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Pufferschicht mit 11 ca. 10 nm dünnen AlN-Markierungsschichten aufgewachsen. Dem Intensitätskontrast nach laufen die an den AlN-Stufen entspringenden Ga-reichen Spuren auf den ersten 1,4 µm bis 1,5 µm zusammen und darauf bleibt bis zur Absorberoberfläche jeweils eine wesentlich dünnere Ga-reiche Spur erhalten. In der panchromatischen Aufnahme (s. Abb. 5.9 b) tritt zusätzlich noch eine gewisse Zahl von überwiegend vertikalen Strukturen geringerer Intensität in Erscheinung, die unter Zuhilfenahme der annullaren Dunkelfeldaufnahme (ADF, annular dark field) im Rastertransmissionselektronenmikroskop (STEM, scanning transmission electron microscope) in Abb. 5.9 c größtenteils als Versetzungen identifi-

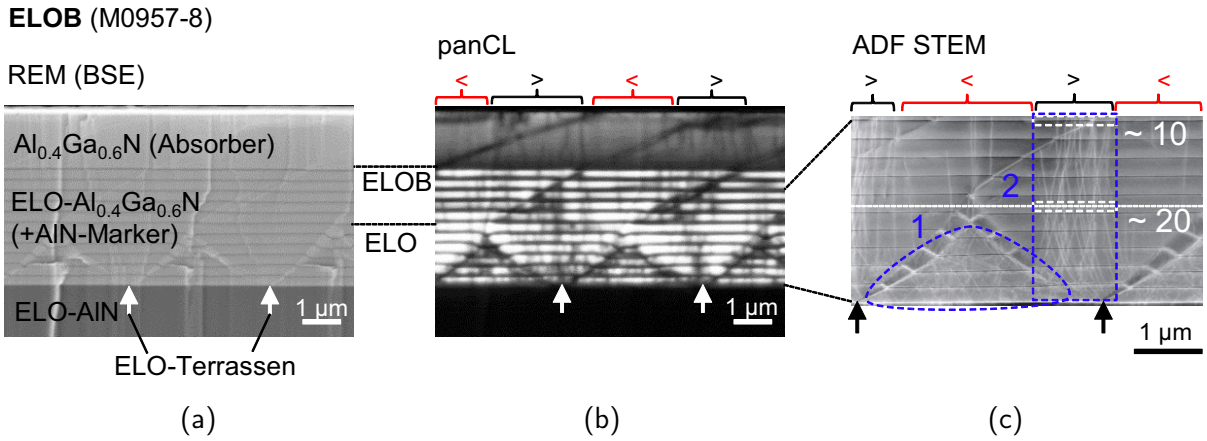


Abbildung 5.9.: Zur Korrelation zwischen Dark-Spots und Durchstoßversetzungen (TDD) in $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ (ELOB-Probe M0957-8). (a) BSE-Übersichtsaufnahme des Probenquerschnitts, (b) panchromatische Abbildung mit vertikalen dunklen Bereichen und (c) Dunkelfeldaufnahme im Rastertransmissionselektronenmikroskop (ADF STEM) (vgl. [156]) – < bzw. > beziehen sich auf eine geringe bzw. hohe TDD.

ziert werden können. Dieses ADF-Bild deutet darauf hin, dass nicht die reduzierte Versetzungsdichte im ELO-AlN zur Reduktion der DSD im darauf abgeschiedenen AlGaN führt. Die in der ELO $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Schicht neu entstehenden Versetzungen werden vielmehr zum Großteil durch die Ga-reichen Spuren eingesammelt (Dreieck 1) und es bilden sich darüber Bereiche geringer Versetzungesdichte (<) aus. Am Ursprung der entgegengesetzt zum Fehlschnitt orientierten Ga-reichen Spur sowie an den Übergängen beider Spuren zum Umgebungsmaterial höheren Al-Gehalts können neu entstehende Versetzungen ungehindert durch das ELO-AlGaN dringen (Rechteck 2) und, wie dem panCL-Bild zu entnehmen ist, sogar weiter bis zur Absorberoberfläche reichen. Innerhalb dieser Bereiche hoher Versetzungsdichte (>) zeigt sich zudem auch eine vertikale Reduktion der sichtbaren Durchstoßversetzungen mit zunehmder Schichtdicke von ca. 20 auf Höhe der halben ELO-AlGaN-Schicht auf nur noch 10 kurz vor der (nicht abgebildeten) AlGaN-Absorberschicht. Dies entspricht gerade dem an der Oberfläche ausgezählten Unterschied in der DSD von $3{,}7 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ für die ELO-Probe und $2{,}2 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ für die ELOB-Probe. Die räumliche Zuordnung zwischen dark-spots im panCL-Bild (Oberfläche und Querschnitt) und Versetzungen im ADF-STEM-Bild, veranschaulicht zudem die nichtstrahlende Rekombination von Überschussladungsträgern an Durchstoßversetzungen.

An dieser Stelle soll noch einmal auf die Materialzusammensetzung der ELOB-Probe eingegangen werden. Wie sich in Abbildung 5.9 b erkennen lässt, sind die Ga-reichen Spuren im AlGaN-Absorber auf dem ELOB-Template vergleichsweise schwach ausgeprägt. Wie beim planaren Material bilden sich hier, von den ELOB-AlGaN-Oberflächenterrassen ausgehend, dünne Spuren in Richtung des Substratfehlschnitts aus. Der Kompositionsunterschied Δx_{Al} zur Absorbermatrix ist mit ca. 0,07 [159] ebenfalls vergleichbar mit den Verhältnissen im planaren AlGaN.

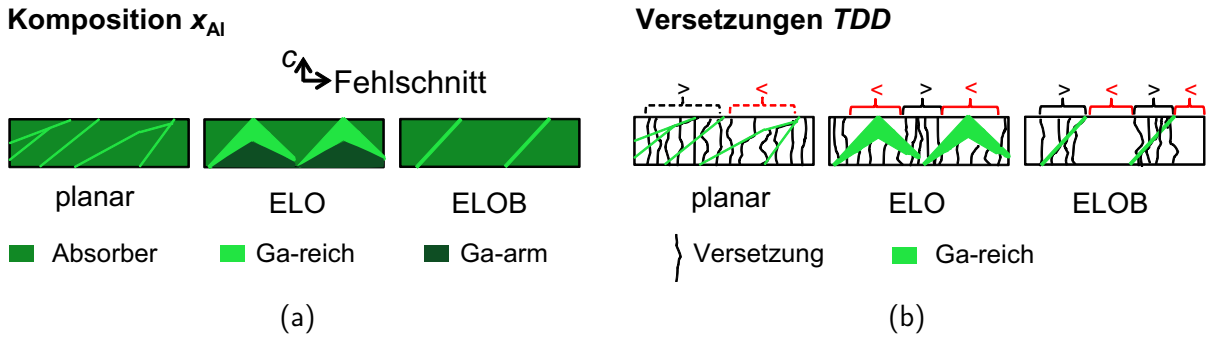
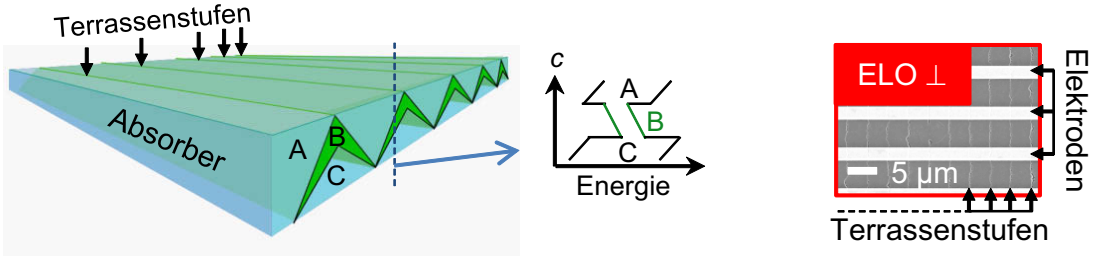


Abbildung 5.10.: Illustrationen zur Zusammenfassung der materialanalytischen Untersuchung. (a) Kompositionsfluktuationen und (b) Durchstoßversetzungen innerhalb der AlGaN-Absorberschicht auf planarem AlN, ELO AlN und ELOB AlGaN.

Fazit In Abbildung 5.10 sind die in diesem Kapitel besprochenen Materialcharakteristika von 1,4 µm dicken $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschichten auf planarem AlN, ELO AlN und ELOB AlGaN noch einmal zusammengefasst skizziert. Alle Schichten weisen räumliche Inhomogenitäten der Komposition x_{Al} auf (Abb. 5.10 a). Das heißt, in Korrelation zum Substratfehlschnitt ziehen sich Ga-reiche Spuren durch die Absorberschicht, deren Ursprung die Stufen der Oberflächenterrassen des jeweiligen Templates bilden und die an den Stufen der Oberflächenterrassen auf der Absorberoberfläche enden. Während bei AlGaN auf ELO- und ELOB-Templates definierte Spurenabstände aufgrund der ELO-Ätzstreifenperiode vorliegen, verursacht das Step-bunching beim AlGaN-Wachstum auf planarem AlN mit nur 1 µm schmalen Terrassen eine größere Unordnung der Spuren innerhalb der Schicht. Als Besonderheit tritt beim AlGaN auf ELO AlN-Template noch eine entgegen der Fehlschnittrichtung verlaufende Ga-reiche Spur auf, und es resultiert unter diesen Ga-reichen Spuren eine Ga-ärmere Region.
Jüngsten Untersuchungen zufolge werden einige der Durchstoßversetzungen an Ga-reichen Spuren eingesammelt [156], so dass an der AlGaN-Oberfläche Bereiche hoher (>) bzw. niedriger (<) Versetzungsdichte beobachtet werden können (Abb. 5.10 b). Gemäß einer in Ref. [160] gezeigten TEM-Aufnahme einer AlN-Schicht auf verkipptem Saphir, in der das Abknicken von Versetzungen in Fehlschnittrichtung andeutungsweise sichtbar wird, wird für AlGaN auf einer solchen AlN-Schicht ebenfalls angenommen, dass einige der neu entstandenen Versetzungen in Ga-reichen Spuren gesammelt werden und darin zur Oberfläche der Schicht laufen.
Insgesamt konnte die TDD in der für den MSM Detektor relevanten Absorberschicht durch die ELO-Technik jedoch reduziert werden. An der Oberfläche von $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ auf ELO-AlN, also ELO-AlGaN der ersten Generation, ist eine auf 1/3 des Wertes von planarem $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ reduzierte Versetzungsdichte nachgewiesen worden. Und für $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ auf ELOB-AlGaN, also ELO-AlGaN der zweiten Generation, wurde sogar nur knapp 1/6 ausgezählt.
Im weiteren Verlauf des Kapitels wird auf die Eigenschaften frontseitig bestrahlter MSM Photodetektoren eingegangen. Da ELO MSM PD der ersten Generation ein besonderes Verhalten aufweisen (Abschnitt 5.2), welches den unmittelbaren Einfluss der Versetzungsreduktion auf die externe Quanteneffizienz maskiert, wird dies erst anhand von ELO MSM



(a) (b) (c)

Abbildung 5.11.: (a) Aus der Materialanalyse abgeleitete Struktur einer AlGaN-Absorberschicht auf ELO AlN. (b) Schematischer Bandverlauf in Wachstumsrichtung – die polarisationsbedingte Verkippung der Bänder ist ebenfalls angedeutet. (c) REM-Oberflächenbild zur Veranschaulichung der Elektrodengeometrie ELO⊥.

PD der zweiten Generation diskutiert (Abschnitt 5.3).

5.2. ELO MSM PD der ersten Generation

Wie zu Beginn dieses Kapitels gezeigt, weisen ELO-basierte AlGaN MSM Photodetektoren der ersten Generation – im Folgenden kurz ELO MSM PD oder ELO PD genannt – einen Photostromverstärkungsmechanismus auf. Darüber hinaus zeigen ELO MSM PD jedoch noch weitere besondere Eigenschaften, die zunächst im ersten Unterabschnitt 5.2.1 vorgestellt werden. Durch eine Untersuchung des Temperaturverhaltens der Detektoren werden im darauffolgenden Unterabschnitt 5.2.2 die nötigen Erkenntnisse gesammelt, auf deren Basis dann schließlich im letzten Unterabschnitt 5.2.3 ein phänomenologisches Modell abgeleitet wird, das die wesentlichen Befunde qualitativ reproduziert.

5.2.1. Grundlegende Charakteristika

Wie in Abbildung 5.11 a skizziert, lässt sich der Aufbau einer AlGaN Absorberschicht auf einem ELO-Template wie folgt zusammenfassen: Der obere Bereich A ist über eine zickzackförmige Schicht B mit dem unteren Bereich C verbunden. Aus den oben diskutierten CL-Daten der $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Schicht der M0561-4 leitet sich ein schematischer Bandverlauf in Wachstumsrichtung c ab (Abb. 5.11 b), der dem eines zur Oberfläche hin dicker werdenden Potentialtopfs (B) mit niedriger Bandlückenenergie $E_{g,B}$, eingebettet zwischen zwei Barriereschichten (A, C) mit höheren Bandlücken $E_{g,A} < E_{g,C}$, entspricht. Wenn nicht anders gesagt, sind die koplanaren Elektroden der untersuchten ELO MSM PD senkrecht zu den Terrassenstufen an der AlGaN-Oberfläche ausgerichet (ELO⊥, s. Abb. 5.11 c) – gleiches gilt natürlich für die planaren Referenz-PD (planar⊥). Bis die parallele Elektrodenorientierung (planar∥ bzw. ELO∥) am Ende dieses Kapitels thematisiert wird (s. Unterabschnitt 5.4) wird auf den Zusatz ⊥ verzichtet.

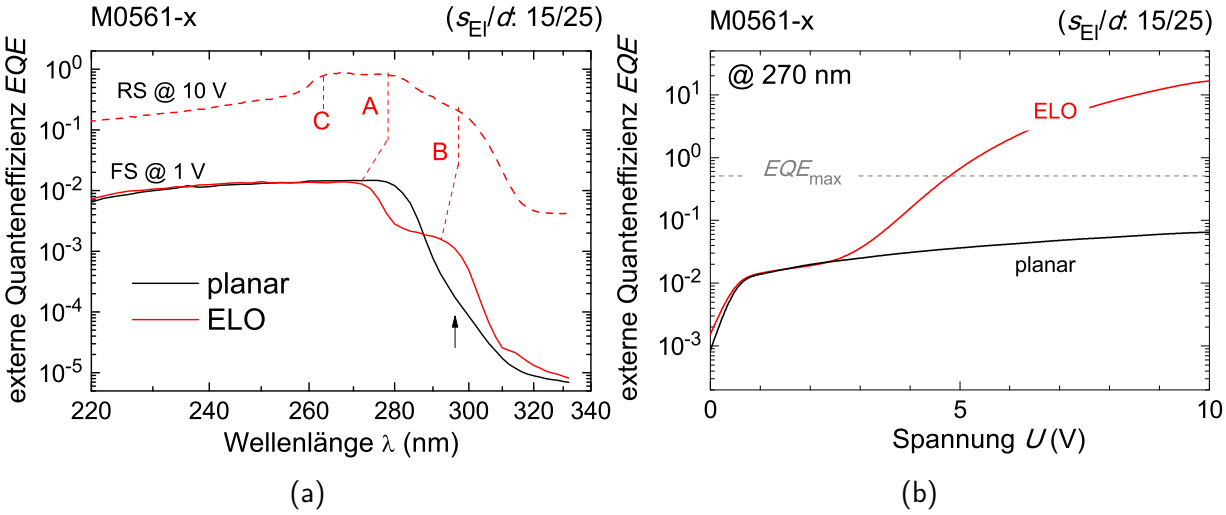


Abbildung 5.12.: EQE-Charakteristika von planaren (schwarz) und ELO (rot) $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ MSM PD auf den Proben M0561-x. (a) EQE-Spektren unter frontseitiger Bestrahlung bei 1 V (durchgezogen) bzw. unter rückseitiger Bestrahlung bei 10 V (gestrichelt). (b) EQE-Kennlinien unter frontseitiger Bestrahlung bei 270 nm.

5.2.1.1. Vergleich zu planaren PD

Die spektralen Eigenschaften von planaren und ELO MSM PD lassen sich mit den oben diskutierten Kompositionsfluktuationen innerhalb der AlGaN-Absorberschichten in Zusammenhang bringen. In Abbildung 5.12 sind die EQE-Spektren und -Kennlinien eines planaren und eines ELO MSM PD der Probenserie M0561-x gezeigt.
Im EQE-Spektrum des frontseitig bestrahlten planaren PD ist neben dem Maximum bei ca. 280 nm eine Verbreiterung zwischen 285 nm und 310 nm zu erkennen (Pfeil). Für den frontseitig bestrahlten ELO PD liegt das Maximum bei ca. 265 nm und es zeigt sich eine ausgeprägte Schulter um 290 nm. Offenbar handelt es sich hierbei um Beiträge zur EQE aus oberflächennahen Regionen der Bereiche A und B. Bei rückseitiger Bestrahlung des ELO PD wird ebenfalls ein Beitrag aus dem unteren Bereich C im Spektrum sichtbar. Diese Beobachtungen decken sich mit der oben durchgeführten REM/CL-Analyse zur Materialzusammensetzung innerhalb dieser Schicht.
Die EQE-Kennlinien dieser Proben zeigen, wie auch jene der Probenserie M0957-y (s. Abb. 5.1), dass die EQE des ELO PD bei ca. 5 V, den für dieses PD-Motiv maximalen Wert $EQE_{\max} \approx 60\,\%$ übersteigt und bei 10 V sogar gegen einen Wert von ca. 2000 % geht, also Photostromverstärkung vorliegt.
Der üblichen Konvention für Photoleiterbauteile folgend, wie z. B. in Ref. [161] und [162], wird ein unverstärkter Photostrom ($EQE < EQE_{\max}$) im weiteren Verlauf als *Primärphotostrom* und ein verstärkter Photostrom ($EQE > EQE_{\max}$) als *Sekundärphotostrom* aufgefasst.

5.2.1.2. Strom-Leistungs-Kennlinien

Eine weitere Besonderheit bei den ELO PD lässt sich in deren Photostrom-Leistungs-Charakteristik, wie in Abbildung 5.13 a gezeigt, beobachten. Für sehr geringe und für

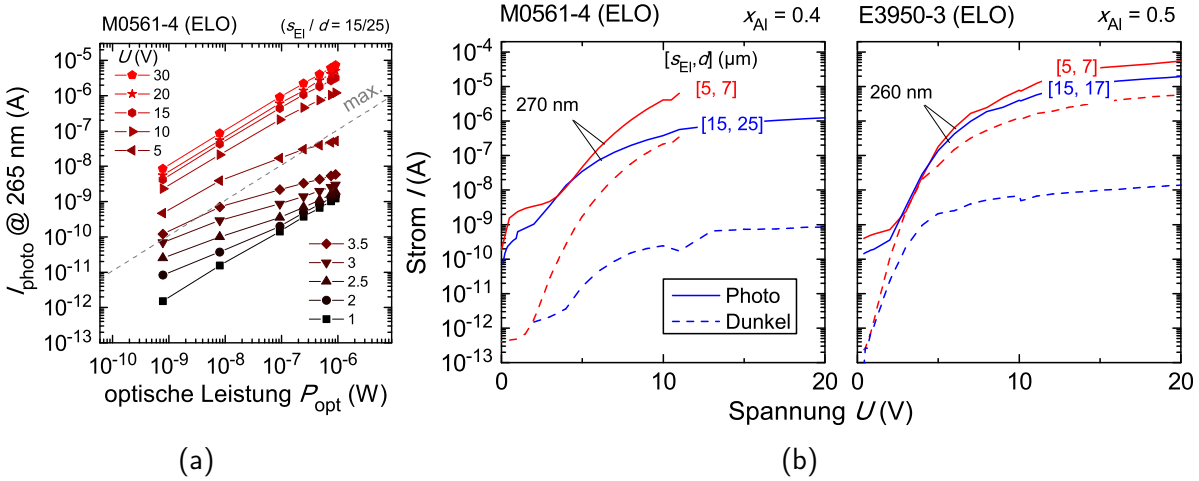


Abbildung 5.13.: Strom-Leistungs- und Strom-Spannungs-Kennlinien von ELO MSM PD. (a) Photostrom I_{photo} eines ELO $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ MSM PD bei 265 nm in Abhängigkeit von der eingestrahlten optischen Leistung P_{opt} für Spannungen zwschen 1 V und 30 V. (b) Photo- und Dunkelstrom-Kennlinien von ELO MSM PD mit unterschiedlichen Elektrodenabständen s_{El} und Einheitszellenbreiten d auf $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$- (*links*) und $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorbern (*rechts*).

sehr hohe Spannungen ist der Photostrom I_{photo} über drei Größenordnungen jeweils linear von der optischen Leistung P_{opt} abhängig. Dazwischen, also im Übergangsbereich vom Primär- zum Sekundärstromniveau ($2\,V \lesssim U \lesssim 10\,V$), liegt dagegen keine Linearität vor und die Empfindlichkeit des ELO MSM PD ist für geringe Leistungen deutlich erhöht.

5.2.1.3. Elektrodenabstand

In Abbildung 5.13 b sind Dunkel- und Photostrom-Kennlinien von ELO MSM PD mit unterschiedlichen Elektrodenkonfigurationen auf den Proben M0561-4 ($Al_{0,4}Ga_{0,6}N$) und E3950-3 ($Al_{0,5}Ga_{0,5}N$) gezeigt. Für alle Detektoren auf beiden Proben ist bei ca. 5 V der Übergang vom Primär- zum Sekundärphotostromniveau zu erkennen. Die Höhe des Primärstroms korreliert dabei, wie bei den planaren PD (s. Unterabschnitt 4.2.1), mit der durch die Einheitszellenbreite d gegebenen Anzahl beleuchteter RLZ der Weite w_U. Nach Gleichung (4.1) fließt also ein zu w_U/d proportionaler Primärphotostrom.
Im Sekundärstrombereich ist ebenfalls mit steigender Anzahl an RLZ ($\sim 1/d$) zunehmender Photostrom erkennbar. Jedoch ist der Zusammenhang, wie auch bei den sehr hohen Dunkelströme von bis zu einigen 100 nA, offenbar nicht mehr linear.
Für sicherlich einen Großteil der Anwendungen sind prinzipiell nur PD mit geringen Dunkelstromniveaus interessant. Der erhöhte Dunkelstrom der ELO MSM PD erweist sich allerdings, wie nachfolgend gezeigt, für weitere Charakterisierungszwecke als sehr nützlich.

Zusammenfassend sind die Charakteristika von ELO MSM PD der ersten Generation also durch erhöhte Dunkelströme und die Präsenz eines, bei ausreichender Spannung zur optischen Leistung proportionalen Sekundärstromniveaus geprägt. Im Folgenden werden die Temperaturabhängigkeiten dieser Eigenschaften dazu genutzt, den Photostromverstärkungsmechanismus in ELO MSM PD weiter zu untersuchen.

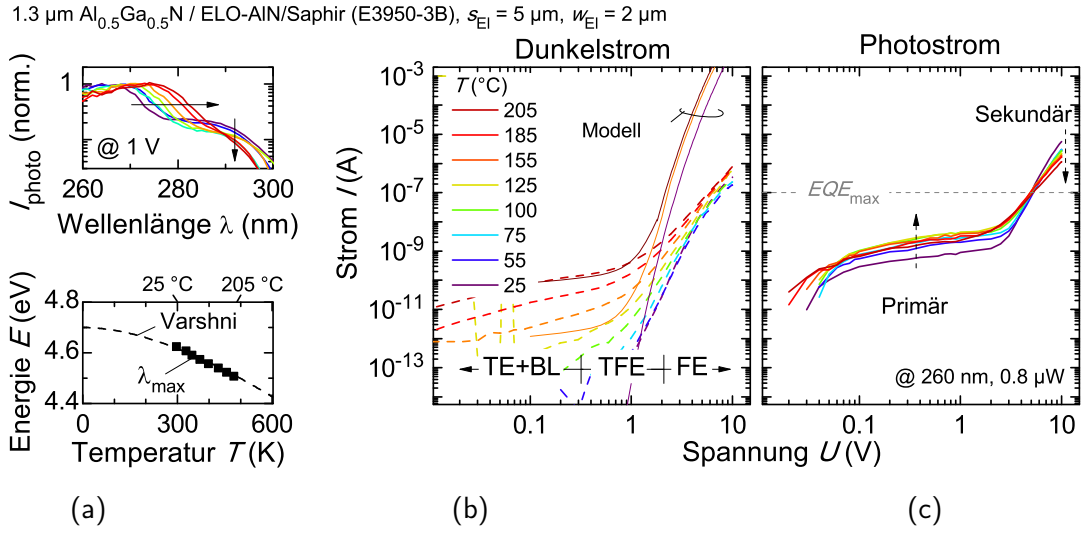


Abbildung 5.14.: Charakteristika eines $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ ELO MSM PD bei Temperaturen T zwischen 25 °C und 205 °C. (a) Normierte Photostromspektren bei 1 V; die energetische Position der Peakwellenlänge λ_{max} (Punkte) folgt einem Varshni-Temperaturverlauf (gestrichelt). (b) Dunkelstrom-Kennlinien bis 10 V – Messungen (gestrichelt) und Modellrechnungen (durchgezogenn) zeigen qualitative Ähnlichkeit. (c) Photostrom-Kennlinien bei 260 nm bis 10 V; Primär- und Sekundärströme weisen ein unterschiedliches Temperaturverhalten auf.

5.2.2. Temperaturverhalten

Photostromverstärkung in Detektoren mit Schottky-Kontakten kann durch den Einfang einer Sorte der photogenerierten Ladungsträger (z. B. Löcher) an tiefliegenden Störstellen (*engl.: traps*) erklärt werden [27, 163, 164]. Wird die sich dabei in einer n-typ Schottky-RLZ aufbauende (positive) Ladung durch die Injektion der anderen Ladungsträgersorte (Elektronen) aus dem Metall in den Halbleiter kompensiert (Ladungsneutralität), kann während der verlängerten Rekombinationszeit freier Ladungsträger mehr Ladung über das Bauteil abfließen, als ursprünglich durch Photogeneration erzeugt wurde. Da die Besetzung von Störstellen durch die Zufuhr thermischer Energie beeinflusst wird, wurde das Temperaturverhalten eines ELO MSM PD vom M5-Typ genauer untersucht (Abb. 5.14). Dazu wurde die Probe mit Wärmeleitpaste auf eine Heizplatte aufgeklebt, deren regelbare Oberflächentemperatur T über ein Thermoelement überwacht wurde. Wie im oberen Diagramm der Abbildung 5.14 a gezeigt, verschiebt sich das Photostromspektrum des PD beim Heizen von 25 °C auf 205 °C um ca. 10 nm in den längerwelligen Spektralbereich. Demnach nimmt die energetische Position der Peakwellenlänge λ_{max}, gemäß des Varshni-Temperaturverlaufs der AlGaN-Bandlückenenergie um ca. 0,1 eV ab.

5.2.2.1. Dunkelstrom

Der in Abbildung 5.14 b gezeigte Verlauf der Dunkelstrom-Kennlinien lässt sich durch die in Abschnitt 1.2.1 anhand der Gleichungen (1.42) bis (1.44) diskutierte Feldabhängigkeit des Dunkelstroms über bzw. durch die sich verändernde Schottky-Barriere Φ_B nachvollziehen. Bei geringen Spannungen ($U \lesssim 1$ V) liegt zunächst thermionische Emission (TE) von Elektronen aus dem Metall, unter dem Einfluss einer feldinduzierten Abnah-

me $\Delta\Phi_{\mathrm{BL}} \propto \sqrt{F_{\mathrm{elektr.}}}$ der Schottky-Barriere (BL: barrier-lowering), vor. Daran schließt sich bis ca. 5 V eine starke Zunahme des Dunkelstroms an. Die temperaturbedingte Abnahme des Spannungswerts, ab welchem der Dunkelstrom deutlich ansteigt, deutet auf das Einsetzen von Tunnelprozessen am Kontakt ($\partial_T U < 0$), anstelle von Ladungsträgermultiplikation in der RLZ ($\partial_T U > 0$), hin. Hier wird demnach die thermionische Feldemission (TFE) als zugrundeliegender Tunnelprozess angesetzt, der ebenfalls als eine effektive Abnahme $\Delta\Phi_{\mathrm{TFE}} \propto F^2_{\mathrm{elektr.}}$ der Schottky-Barrierenhöhe betrachtet werden kann. Die Schottky-Barriere wird mit steigender Spannung also immer stromdurchlässiger. Ist die Barriere schließlich nahezu abgebaut, dominiert bei noch höheren Spannungen ($U > 2{,}5\,\mathrm{V}$) schließlich die Feldemission (FE) am revers gepolten Kontakt. Auch wenn eher qualitative Ähnlichkeiten als direkte Übereinstimmungen zwischen den Mess- und Rechenkurven vorliegen, wird die gemessene Temperaturabhängigkeit – der Dunkelstrom steigt im gesamten Bereich bis 10 V mit der Temperatur an – sehr gut wiedergegeben.

Diskussion Die Berechnung der Dunkelstromkennlinien unterliegt gewissen Näherungen, die im Folgenden diskutiert werden. Es wurden analytische Ausdrücke (Gln. (1.42) bis (1.44)) für den Stromtranspot an *idealen* Schottky-Kontakten auf einem Halbleiter mit *homogenen* Eigenschaften angesetzt. Dadurch bleiben natürlich die in ELO AlGaN-Absorbern auftretenden Inhomogenitäten von Komposition und Versetzungsdichte unberücksichtigt. Würde nun gemäß der zuvor besprochenen Simulationsergebnisse zu undotierten planaren $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD außerdem von einer n-Hintergrunddotierung $< 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ ausgegangen (vgl. Abschnitte 3.3.1.1 und 4.1.2), wären die feldinduzierten Modifikationen der Schottky-Barriere (BL und TFE) und auch der Tunnelstrom (FE) zu schwach ausgeprägt, um die steilen Anstiege der Dunkelströme oberhalb von 5 V qualitativ zu reproduzieren. Die gezeigten Rechenergebnisse wurden demnach unter Annahme einer wesentlich höheren (homogenen) Dotierung von $2 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ durchgeführt. Über plausible Ursachen hierfür lässt sich nur spekulieren. Zunächst lassen sich keine Gründe für eine drastische Abweichung vom Kontaminationsprofil, das in planaren Absorbern des gleichen Wachstumslaufs erwartet wird (vgl. Unterabschnitt 4.1.2), angeben. Ebenso liefert der Ansatz erhöhter Leckströme aufgrund einer hoher Versetzungsdichten am Schottky-Kontakt [24] hier ebenfalls keine eindeutige Erklärung, da die TDD bei den hier untersuchten planaren AlGaN-Schichten sogar höher sind, als bei den ELO-Proben.
An den mit den Kompositionsfluktuationen verbundenen (semi-polaren) Heterogrenzflächen A/B und B/C liegen dagegen Polarisationsladungen vor, die im Bereich der zusammenlaufenden Ga-reichen Spuren B1 und B2 lokal mit der RLZ unter dem Schottky-Kontakt wechselwirken und damit vermutlich den beobachteten Dunkelstrominjektionsmechanismus hervorrufen. Diese Vorstellung wird nachfolgend schematisch anhand der in Abbildung 5.15 gezeigten Skizzen genauer erläutert.

Bei den Übergängen zwischen den Materialien A und B bzw. B und C handelt es sich um semi-polare Flächen innerhalb des AlGaN-Absorbers, deren Oberflächennormale zwischen 30° und 60° zur c-Achse verkippt sind (Abb. 5.15 a). Da die Verspannung in den teilweise mehrere 100 nm dicken Abschnitten A, B und C unbekannt ist, und, wie im letzten Kapitel angedeutet wurde, unklar ist, welche *genauen* Werte für die spontane Polarisation im

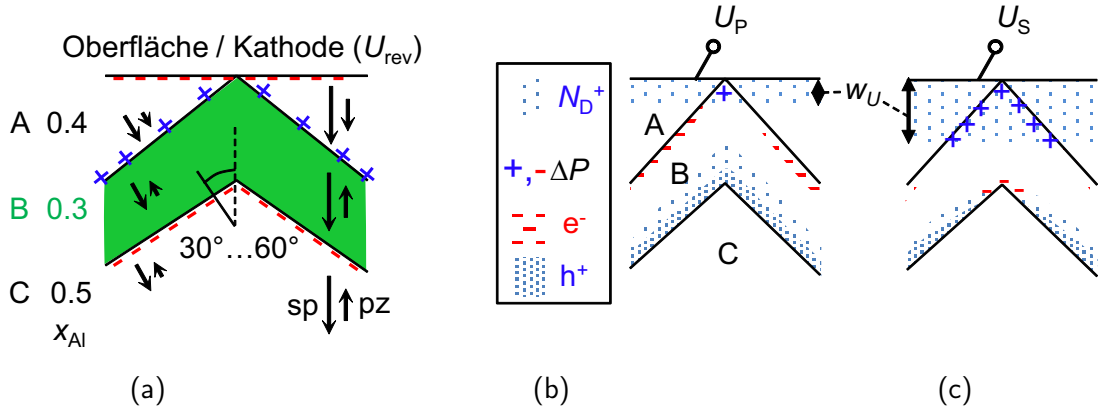


Abbildung 5.15.: Zum Ursprung des Dunkelstrom-Injektionsmechanismus. Skizzen der A/B- und B/C-Heteroübergänge in der Nähe der Oberfläche bzw. der Kathode. (a) Polarisationsladungen ΔP an den semi-polaren Heterogrenzflächen. Pfeilpaare deuten Richtung und Stärke der spontanen (sp) und piezoelektrischen (pz) Polarisation (*rechts*) in den Materialien A, B und C bzw. (*links*) an den semi-polaren Grenzflächen mit Winkeln zwischen 30° und 60° zur c-Achse an. (b) Skizzen zur Ladungsverteilung (Elektronen: e^-, Löcher: h^+, ionisierte Donatoren: N_D^+ und gebundene Polarisationsladungen: ΔP) im Primärstrombetrieb $\rightarrow U_P$ bzw. (c) im Sekundärstrombetrieb $\rightarrow U_S$. w_U bezeichnet die spannungsabhängige RLZ unter der Kathode.

$Al_xGa_{1-x}N$ anzunehmen sind, wird an dieser Stelle von vornherein auf den Versuch verzichtet, die Polarisationsunterschiede an den semi-polaren Grenzflächen zu quantifizieren. Lägen allerdings ähnliche Verhältnisse vor, wie für c-polares Material, dann ergäbe sich zumindest qualitativ eine positive Polarisationsladung ΔP am A/B-Übergang und eine Negative am B/C-Übergang (Abb. 5.15 a).
In Abbildung 5.15 b ist die Ladungsverteilung unter der Kathode für Spannungen U_P im Primärstrombereich skizziert. Innerhalb der Raumladungszone (w_U) wird ein Teil der polarisations-induzierten Elektronen am A/B-Übergang von der Kathode weggedrängt und eine entsprechende positive Polarisationsladung (+) zurückgelassen, die allerdings noch nicht ausreichen soll, die Höhe der Schottky-Barriere zu beeinflussen. Bei Spannungen U_S im Sekundärstrombereich (Abb. 5.15 c) liegt nun mehr positive Polarisationsladung am A/B-Übergang vor, wodurch sich die elektrische Feldstärke an der Kathode erhöht. Dies löst dann den durch Barrier-Lowering (BL), thermionische Feldemission (TFE) bzw. Feldemission (FE) bewirkten Injektionsstrom an der Schottky-Barriere aus.
Grundsätzlich ist davon auszugehen, dass an semi-polaren Grenzflächen eine geringere Polarisationsladung vorliegt, als für den c-polaren Fall. Allerdings reicht für die benötige Raumladung von $+e \cdot 2 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ schon eine sehr geringe Polarisationsladung $\Delta P \approx +e \cdot 5 \times 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-2}$ am A/B-Übergang aus, die über eine Distanz von nur 2,5 nm zur Kathode vorliegt.

5.2.2.2. Photostrom

Die Photostromkennlinien bei 260 nm und 0,8 µW (Abb. 5.14 c) zeigen zunächst einen Anstieg des Primärphotostroms ($I_P \sim$ nA) mit steigender Temperatur. Bei hohen Spannungen kehrt sich die Temperaturabhängigkeit des sekundären Photostroms ($I_S \lesssim 10\,\mu\mathrm{A}$) jedoch komplett um. Der Verstärkungsmechanismus ist demnach direkt mit der thermi-

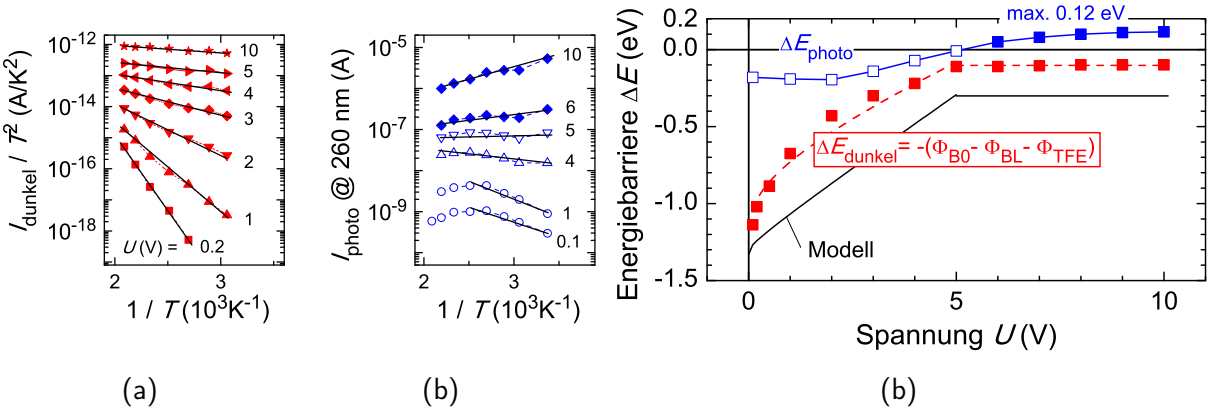


Abbildung 5.16.: Zur Identifizierung thermischer Energiebarrieren ΔE im ELO MSM PD erstellte Arrhenius-Plots aus den Kennlinien in Abb. 5.14. (a) Reduzierter Dunkelstrom, (b) Photostrom über der reziproken Temperatur $1/T$ und (c) aus den Steigungen ermittelte Energiebarrieren ΔE_{dunkel} bzw. ΔE_{photo} als Funktion der Vorspannung U.

schen Deaktivierung des Sekundärphotostroms verknüpft. Um also ein Modell für die Verstärkung abzuleiten, wird das aufgezeigte Temperaturverhalten von Dunkel- und Photostrom des ELO MSM PD im Folgenden noch etwas genauer analysiert.

5.2.2.3. Thermische Energiebarrieren

In Abbildung 5.16 a sind die normierten Dunkelströme I_{dunkel}/T^2 und in Abb. 5.16 b die Photoströme I_{photo} jeweils über der reziproken Temperatur $1/T$ aufgetragen (Arrhenius-Plot). Beide zeigen ein exponentielles Verhalten.
Die aus den Steigungen der Daten ermittelten Energiebarrieren ΔE_{dunkel} und ΔE_{photo} sind in Abbildung 5.16 c als Funktion der Vorspannung U aufgetragen. Der Verlauf von ΔE_{dunkel} kann insgesamt durch eine Funktion $\Delta E_{\text{dunkel}}(U) = -(\Phi_{\text{B},0} - 0.5 \cdot U^{1/4} - 0.1 \cdot U)$ beschrieben werden, wobei $\Phi_{\text{B},0}$ die Schottky-Barriere von ca. 1,3 eV bei 0 V ist und die verbleibenden Terme die Feldabhängigkeiten ($F_{\text{elektr.}} \propto \sqrt{U}$) der jeweiligen Barrierenreduktion durch BL ($\rightarrow \Delta\Phi_{\text{BL}} \propto \sqrt{F_{\text{elektr.}}}$) und TFE ($\rightarrow \Delta\Phi_{\text{TFE}} \propto F^2_{\text{elektr.}}$) beschreiben. Der Verlauf der modellierten Daten gibt ebenfalls den gleichen Trend wieder. Dies verdeutlicht insbesondere, dass der sperrende Schottky-Kontakt mit steigender Spannung zunehmend durchlässiger wird und ab ca. 5 V ein nahezu rein injizierender Kontakt vorliegt.
Für den Photostrom ist ΔE_{photo} im Primärstrombereich zunächst negativ und schließlich positiv im Sekundärstrombereich. Dass der Vorzeichenwechsel gerade bei ca. 5 V beobachtet wird, deutet auf einen, in erster Näherung direkten Zusammenhang zur reduzierten Dunkelstrombarriere hin. Die Photostromverstärkung setzt demnach tatsächlich erst ein, wenn die negativ gepolte Kathode effektiv als injizierende Elektrode wirken kann. Bei 10 V wird schließlich ein Maximalwert $\Delta E_{\text{photo,max}}$ von ca. 0,12 eV erreicht. Bei einer 70/30-Aufteilung der Bandlückendifferenz $\Delta E_{\text{A/B}} \approx 0{,}4$ eV (s. Abb. 5.5 b) entspricht dies gerade genau dem Wert der Energiebarriere für Löcher am A/B-Heteroübergang.

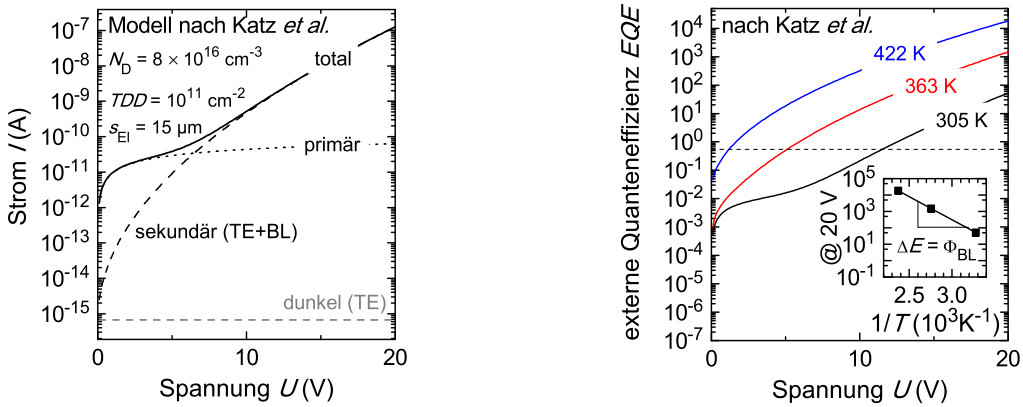


Abbildung 5.17.: Modell nach Katz *et al.* (Ref. [164]) zur Beschreibung der Photostromvertärkung in MSM PD, angewendet auf $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD mit 15 µm Elektrodenabstand. (a) Strom-Spannungs-Kennlinien bei 305 K: Dunkelstrom (grau gestrichelt), primärer (schwarz gepunktet), sekundärer (schwarz gestrichelt) und gesamter Photostrom (schwarz durchgezogen). (b) EQE-Kennlinien bei 305 K, 363 K und 422 K – Insert: Arrhenius-Plot der EQE bei 20 V.

5.2.3. Modellierung der Verstärkung

Wie im letzten Abschnitt gezeigt wurde sinkt der Sekundärphotostrom im ELO MSM PD mit steigender Temperatur. Im Folgenden wird ein phänomenologisches Modell abgeleitet, welches diese Temperaturabhängigkeit reproduziert. Zuvor wird jedoch noch auf ein, in seinen Grundzügen häufig zitiertes, Modell aus der Literatur eingegangen, welches zwar zur prinzipiellen Beschreibung der Photostromverstärkung in Schottky-Typ Photodetektoren herangezogen werden kann, allerdings nicht die beobachete thermische Deaktivierung der Verstärkung im ELO MSM PD mit abdeckt.

5.2.3.1. Modell aus der Literatur

In der Literatur wird die Photostromverstärkung in Schottky-PD und MSM PD auf eine photoinduzierte Modifikation der Schottky-Barriere zurückgeführt. Demnach führt der Einfang photogenerierter Ladungsträger an neutralen Traps nahe des Schottky-Kontakts zu einer Erhöhung der positiven Raumladung. Die damit verbundene Erhöhung der elektrischen Feldstärke innerhalb der RLZ hat dann eine Reduktion der Schottky-Barriere Φ_B zur Folge [163, 164]. Damit lässt sich zumindest ein, zur optischen Leistung überproportionaler, sekundärer Strom nachvollziehen, wenn sich genügend positive Ladung in der RLZ des Schottky-Kontaktes aufbaut hat, die durch eine feldinduzierte Elektroneninjektion ausgeglichen wird. Allerdings reichen diese Modelle nicht aus, um die zuvor diskutierte Ergebnislage, insbesondere die thermische Deaktivierung, vollständig zu erfassen. Dies wird im Folgenden durch einfache Berechnungen nach dem Modell von O. Katz *et al.* diskutiert [164].

In Abbildung 5.17 a sind die anhand der in Ref. [164] abgeleiteten Gleichungen berechneten Strom-Spannungs-Kennlinien für einen $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD mit einem Elektrodenabstand s_{El} von 15 µm gezeigt. Neben dem Dunkelstrom (thermionische Emission,

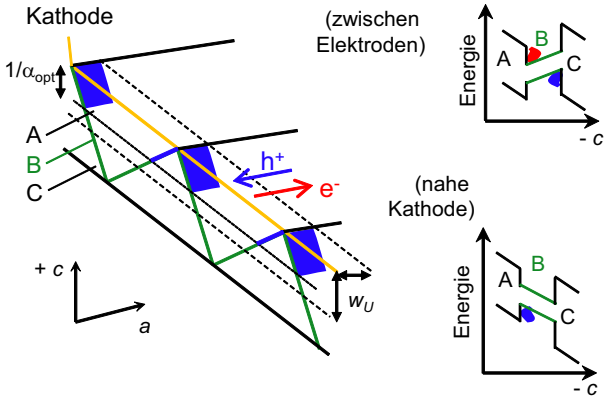


Abbildung 5.18.: Zum phänomenologischen Modell für die Photostromverstärkung in ELO⊥ MSM PD. Transport photogenerierter Ladungsträger innerhalb der Absorberschicht (Vogelperspektive). Die gelbe Linie markiert die Kante der vorgespannten Kathode, w_U die Weite der RLZ und $1/\alpha_{\text{opt}}$ die optische Eindringtiefe. Schematische Banddiagramme entlang der Wachtsumsrichtung, beispielhaft für die Fälle 'zwischen den Elektroden' (*oben*) sowie 'nahe der Kathode' (*unten*), sind ebenfalls gegeben.

$\Phi_{\text{B}} = 1\,\text{eV}$) und dem primären Photostrom (Driftstrom in der RLZ) lässt sich der sekundäre Photostrom durch eine photoinduzierte Barriereereduktion $\Delta\Phi_{\text{BL}}$ modellieren. In Ref. [164] werden neutrale Versetzungen als Loch-Traps vermutet, so dass der Gesamtstrom in diesem Beispiel bei einer Versetzungsdichte TDD von $1 \times 10^{11}\,\text{cm}^{-2}$ ab ca. 6 V vom Sekundärstrom dominiert wird.
Wie sich allerdings ebenfalls leicht ausrechnen lässt (Abb. 5.17 b) – hier ist die EQE gezeigt – *steigt* der Sekundärstrom gemäß $I_{\text{S}} \propto T^2 \cdot \exp\left[-(\Phi_{\text{B}} - \Delta\Phi_{\text{BL}}(U))/k_{\text{B}}T\right]$ mit zunehmender Temperatur T. Und darüber hinaus werden die EQE-Kennlinien bei erhöhten Temperaturen zunehmend durch den Sekundärphotostrom dominiert. Im Arrhenius-Plot der EQE bei 20 V (Insert in Abb. 5.17 b) zeigt sich ein zum Experiment völlig gegenläufiger Trend, nämlich die thermische Aktivierung der Photostromverstärkung. Die negative Steigung ΔE gibt dabei den Wert für die ladungsinduzierte Barrierenabnahme $\Delta\Phi_{\text{BL}}$ an. Dieses Modell kann also nicht zum Verständnis der Photostromverstärkung im ELO MSM PD beitragen.

5.2.3.2. Phänomenologisches Modell

Durch die räumlichen Materialinhomogenitäten ergibt sich eine sehr schwer zu modellierende Situation. Daher wurde ein phänomenologisches Modell entwickelt, welches die beobachtete Photostromverstärkung und insbesondere deren Temperaturabhängigkeit wiedergibt.
In Abbildung 5.18 ist ein Ausschnitt der ELO-AlGaN-Absorberschicht mit den Bereichen A, B (grün) und C nahe der äußersten Kante der vorgespannte Kathode (gelber Strich) schematisch dargestellt. Zwischen den Elektroden photogenerierte Überschussladungsträger (e^-, h^+) werden durch Polarisationsfelder voneinander getrennt. In Region B sammeln sich deshalb z. B. die Elektronen an der A/B-Grenzfläche und die Löcher an der B/C-Grenzfläche (s. obere Banddiagrammskizze). Nahe der vorgespannten Kathode überlagert sich zusätzlich das externe Feld, d. h. es bildet sich dort eine lateral und vertikal

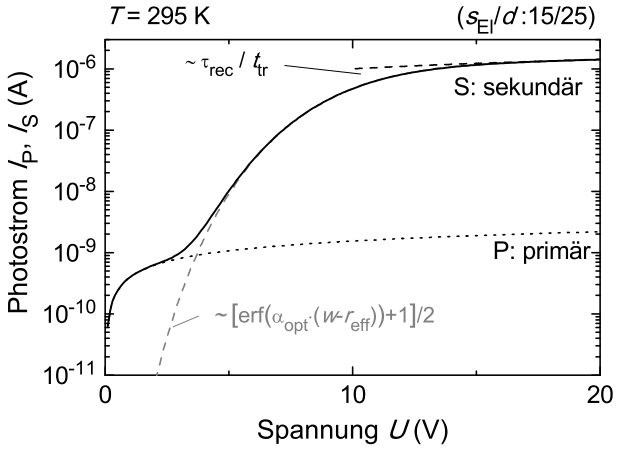


Abbildung 5.19.: Photostrom-Kennlinienverlauf, wie er sich aus den Gln. (5.1) bis (5.3) bei 295 K für einen MSM PD mit Elektrodenabstand $s_{\mathrm{El}} = 15\,\mu\mathrm{m}$ und -breite $w_{\mathrm{El}} = 10\,\mu\mathrm{m}$ berechnen lässt – I_{P} und I_{S} bezeichnen den Primär- und Sekundärtstrom.

ausgedehnte RLZ der Weite w_U aus. Dies bewirkt zum einen (laterale und vertikale) Driftstromanteile räumlich voneinander getrennter Elektronen und Löcher. Und zum anderen entsteht innerhalb der optischen Eindringtiefe $1/\alpha_{\mathrm{opt}}$ eine Ansammlung von Löchern an der A/B-Grenzfläche (s. untere Banddiagrammskizze). In der Nähe der Elektroden wirken außerdem die Polarisationsladungen an den internen Grenzflächen (blaue Rechtecke), welche die oben besprochene Barrierenreduktion (lokal) hervorrufen.
Der Driftstrom in der RLZ wird zunächst als primärer Photostrom I_{P} betrachtet und kann, unter Vernachlässigung sämtlicher Materialinhomogenitäten, z. B. anhand des bisher verwendeten 1D-Modells für die EQE beschrieben werden:

$$I_{\mathrm{P}}(U) \propto T_{\mathrm{opt}} \cdot \frac{w_U}{d} \cdot \left(1 - \exp\left(-\alpha_{\mathrm{opt}} \cdot w_U\right)\right) \qquad (= EQE_{\mathrm{1D}}). \tag{5.1}$$

Dieser Strombeitrag steigt demnach in erster Näherung mit der lateralen Ausdehnung w_U der RLZ und dominiert den Gesamtstrom bei geringen Spannungen (s. Abb. 5.19).
Grundlegend für den bei hoher Spannung dominierenden Sekundärstrom ist nun, dass die Kathode in der Nähe der blau markierten Bereichen nicht mehr sperrend ist und die dort an der A/B-Grenzfläche akkumulierte positive Lochladung durch eine entsprechende Elektroneninjektion ausgeglichen werden kann. Die dadurch bewirkte Verlängerung der Rekombinationszeit τ_{rec} freier Ladungsträger soll – in Anlehnung an die thermische Emission von Löchern aus einem Trapniveau – über eine Art Emissionsrate akkumulierter Löcher aus der Region B in die Region A gemäß

$$\frac{1}{\tau_{\mathrm{rec}}} = K \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{\mathrm{A/B}}}{k_{\mathrm{B}} T}\right). \tag{5.2}$$

K: Anpassungsfaktor (Einheit: s^{-1}), $\Delta E_{\mathrm{A/B}}$: energetische Höhe der A/B-Barriere

beschrieben werden. Der Anpassungsfaktor K ist dabei das Produkt aus effektiver Zustandsdichte im Valenzband N_{V}, thermischer Geschwindigkeit der Löcher $v_{\mathrm{th,p}}$ und einem

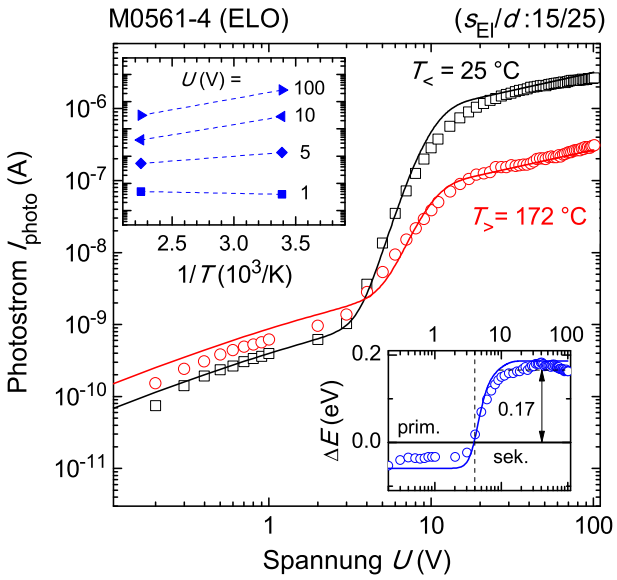


Abbildung 5.20.: Temperaturabhängigkeit der Strom-Spannungs-Kennlinie eines ELO MSM PD. Vergleich zwischen experimentellen Daten (offene Symbole) und berechneten Daten (durchgezogene Linien) – Arrhenius-Plots (oberes Insert) und Energiebarrieren (unteres Insert).

effektiven Streuquerschnitt an der A/B-Grenzfläche.
Die Photostromverstärkung in einem Photoleiter wird allgemein als das Verhältnis von Rekombinationszeit τ_{rec} zu Transitzeit t_{tr} beweglicher Ladung definiert ($\rightarrow$ gain-factor). Für den Sekundärphotostrom I_{S} im ELO MSM PD wurde nun der gleiche Ansatz gewählt, so dass die Höhe des Sekundärstromniveaus

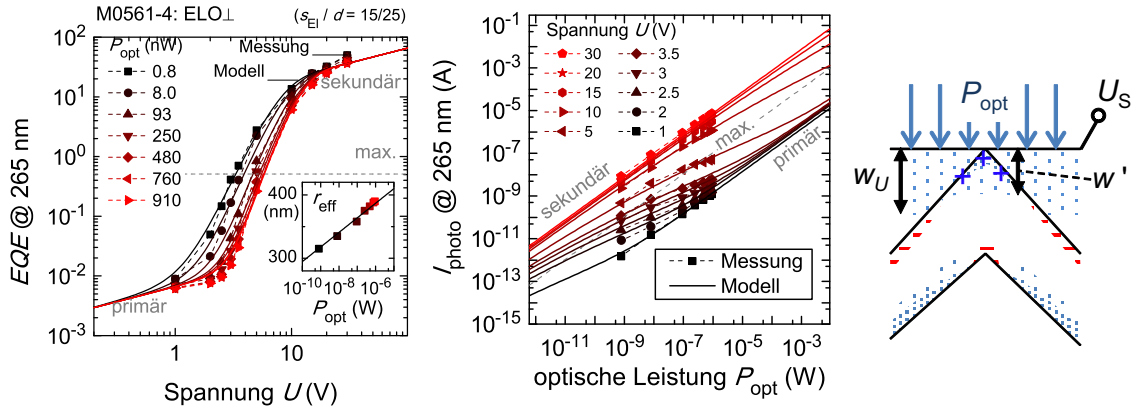
$$I_{\mathrm{S}}(U) \propto T_{\mathrm{opt}} \cdot \frac{w_U}{d} \cdot \frac{\tau_{\mathrm{rec}}}{t_{\mathrm{tr}}} \cdot \frac{1}{2}\Big(\mathrm{erf}\left(\alpha_{\mathrm{opt}} \cdot (w_U - r_{\mathrm{eff}})\right) + 1\Big), \tag{5.3}$$

t_{tr}: mittlere Transitzeit[2] in der RLZ, α_{opt}: Absorptionskoeffizient, w_U: spannungsabhängige Weite der RLZ, r_{eff}: effektiver Abstand (vgl. Text).

durch Gl. (5.2) direkt mit der temperaturabhängigen Emission von Löchern über die Heterobarriere $\Delta E_{\mathrm{A/B}}$ zusammenhängt ($\rightarrow I_{\mathrm{S}} \propto \exp\left[\Delta E_{\mathrm{A/B}}/(k_{\mathrm{B}}T)\right]$).
Für einen stetigen Anstieg zum Sekundärstromniveau wurde eine analytische Funktion (erf) gewählt (s. Abb. 5.19). Dieser Umstand soll jedoch erst nach der folgenden Diskussion einer Anpassung der Gln. (5.1)-(5.3) an experimentelle Daten thematisiert werden.

Anpassung des Modells an Messdaten In Abbildung 5.20 sind die experimentellen Photostrom-Kennlinien eines ELO MSM PD bei 25 °C und 172 °C, jeweils bis 100 V, gezeigt. Zwischen 3 V und 10 V zeigt sich wieder der charakteristische Übergang vom Primär- zum Sekundärstrom und das schon bekannte Verhalten der thermischen Energiebarriere deutet sich in der Arrhenius-Aufgetragung an (oberes Insert). Der, aus dem Photo-

[2]Das Maß für die mittlere Transitzeit freier Ladungsträger in der RLZ ergibt sich weiter unten aus Gl. (5.6) zu $t_{\mathrm{tr}} = \epsilon/(e \cdot N_{\mathrm{D}} \cdot \mu_0)$.



(a) (b) (c)

Abbildung 5.21.: (a) Aus Experiment (s. Abb. 5.13 a) bestimmte EQE-Kennlinien bei 265 nm für verschiedene optische Leistungen P_{opt} (Symbole) und an EQE_{max} justierte Modellrechnungen (Linien) nach Gln. (5.1)-(5.3) liefern Werte für $r_{eff} \sim \alpha_{opt}^{-1} \ln(P_{opt})$ (Insert). (b) Strom-Leistungs-Kennlinien bei verschiedenen Spannungen: Die experimentellen Daten (Symbole) aus Abb. 5.13 a werden durch das Modell (Linien) sehr gut reproduziert. (c) Skizze zur Erläuterung der Leistungskennlinienschar in (b) (vgl. Text).

stromverhältnis $I_{\text{photo}}(T_<)/I_{\text{photo}}(T_>) \propto \exp[\Delta E/k_B \cdot (1/T_< - 1/T_>)]$ ermittelte, Spannungsverlauf der Energiebarriere $\Delta E(U)$ im unteren Insert bestätigt die oben gefundenen gegenläufigen Temperatur-Trends für den Primärstrombereich (thermische Aktivierung: $\Delta E_{\text{prim.}} \approx -0{,}05\,\text{eV}$) sowie den Sekundärstrombereich (thermische Deaktivierung: $\Delta E_{\text{sek.}} \approx 0{,}17\,\text{eV}$) auch für diese Probe. Die thermische Deaktivierungsenergie $\Delta E_{\text{sek.}}$ für die Photostromverstärkung liegt demnach wieder im Bereich der Valenzbanddiskontinuität am A/B-Übergang ($\Delta E_{A/B} \approx 0{,}3\,\text{eV}$).
Alle diese Ergebnisse werden durch die Modellrechungen[3], trotz des hohen Grades an Abstraktion, welcher dem phänomenologischen Modell zugrunde liegt, sehr gut reproduziert.[4] Darüber hinaus lässt sich mit $N_V = 1 \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$ und $v_{th,p} = 1 \times 10^7\,\text{cm}\,\text{s}^{-1}$ aus dem Fitparameter $K = 5 \times 10^{12}\,\text{s}^{-1}$ ein Schätzwert für den Streuquerschnitt der A/B-Grenzfläche für Löcher ableiten, der mit $5 \times 10^{-13}\,\text{cm}^{-2}$ tatsächlich deutlich höher als der Kovalenzradius eines Atoms ausfällt ($\sim 10^{-15}\,\text{cm}^{-2}$).
Die Bedeutung des Anpassungsparameters r_{eff} lässt sich, wie nachfolgend gezeigt, über die Leistungs-Charakterisitka des ELO MSM PD erfassen.

Leistungsabhängigkeit und effektiver Ladungsschwerpunkt r_{eff} Für den Übergang vom Primär- zum Sekundärstromnivieau wurde in Gl. (5.3) intuitiv eine analytische Funktion ($\text{erf}(x)$) angesetzt. Dadurch soll zum einen die effektiv wirksame Ladungsträgerakkumulation an der A/B-Grenzfläche und zum anderen die Änderung des Kathodenstroms ausgedrückt werden. Mit $\text{erf}(x)$ als Stammfunktion einer Gaußkurve, wird so – zumindest anschaulich – die Summation über eine akkumulierte Ladung mit Normalverteilung

[3]Eingabeparameter: $P_{opt} = 0{,}8\,\mu\text{W}$, $\Delta E = 0{,}17\,\text{eV}$, $N_D = 8 \times 10^{16}\,\text{cm}^{-3}$ und $\mu_0 = 200\,\text{cm}^2\,\text{V}^{-1}\,\text{s}^{-1}$. Anpassungsparameter: $K = 5 \times 10^{12}\,\text{s}^{-1}$, $r_{eff} = 0{,}34\,\mu\text{m}$, und $\alpha_{opt} = 1{,}5 \times 10^5\,\text{cm}^{-1}$.
[4]Der Primärstrom wurde über einen Faktor $(T/295\,\text{K})^2$ skaliert, um den Trend der thermionischen Emission am Schottky-Kontakt zu nähern.

beschrieben. Wie nachfolgend gezeigt wird, erscheint es deshalb tatsächlich durchaus sinnvoll, das Argument dieser Funktion durch den Abstand zwischen der spannungsabhängigen RLZ ($\rightarrow w_U$) und einem effektiven (Loch-)Ladungsschwerpunkt ($\rightarrow r_{\text{eff}}$), bezogen auf das optisch angeregte Volumen ($\rightarrow 1/\alpha_{\text{opt}}$), festzulegen.
Werden die experimentellen Strom-Leistungs-Charakteristika des ELO PD (Abb. 5.13 a) als EQE-Kennlinien aufgetragen (Abb. 5.21 a), zeigt sich eine Abnahme des Übergangs von Primär- zum Sekundärstrom mit sinkender Leistung. Die modellierte Kurvenschar wurde bei EQE_{max} über r_{eff} an den Messdaten ausgerichtet. Demnach steigt r_{eff} in der halblogarithmischen Auftragung (s. Insert) linear mit P_{opt} gemäß $r_{\text{eff}} = \alpha_{\text{opt}}^{-1}/10 \cdot (\ln[P_{\text{opt}}] + 52.5)$, was an das Lambert-Beer-Gesetz erinnert. Dies lässt sich wie folgt interpretieren: Mit zunehmender Leistung sind zwar einerseits mehr Löcher im Absorptionsvolumen $1/\alpha_{\text{opt}}$ vorhanden, aber andererseits auch mehr Elektronen. Letztere müssen wiederum vom Heteroübergang weggedrängt werden, wofür eine höhere Spannung und damit einer weitere RLZ nötig ist.
Wird die gefundene Form für r_{eff} nun in Gl. (5.3) eingesetzt, ergibt sich tatsächlich eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Strom-Leistungs-Kennlinien (s. Abb. 5.21 b). Außerdem wird nun ersichtlich, dass sich alle modellierten Strom-Leistungs-Kennlinien bei geringen Leistungen dem sekundären EQE-Niveau und bei hohen Leistungen dem Primären annähern. Und dieser leistungsabhängige Übergang von Primär- zum Sekundärstrom lässt sich schließlich so erklären: Ab einer ausreichenden Dichte an freien Elektronen und akkumulierten Löchern wird das elektrische Feld im Bereich B unter dem Kontakt schließlich wieder abgebaut. Wie in Abbildung 5.21 c angedeutet, könnte der Injektionsstrommechanismus bei hohen Leistungen also gewissermaßen durch den photovoltaischen Effekt abgeschnürt werden ($w' < w_U$).

Fazit Die Kompositionsfluktuationen innerhalb einer AlGaN-Schicht auf einem ELO-AlN-Template mit Oberflächenterrassen stellen eine deutliche Störung der Absorberschicht mit einer Periode von 3,5 µm dar, die sich offenbar deutlich auf die Charakteristika eines darauf prozessierten ELO MSM PD auswirkt. Zum einen werden, im Vergleich zum planaren PD, erhöhte Dunkelströme und ein Verstärkungsmechanismus beobachtet. Die Dunkelstromcharakteristika lassen sich durch spannungsinduzierte Modifikationen der Schottky-Barriere im Rahmen gängiger theoretischer Modelle (BL, TFE und FE) für verschiedene Temperaturen nachvollziehen. Die Ursache für die abnehmende Sperrcharakteristik der Kathode wird mit Polarisationsladungen an den semi-polaren Heterogrenzflächen nahe der Kathode in Verbindung gebracht. Der Verstärkungsmechanismus ist bei erhöhten Temperaturen schwächer ausgeprägt. Um dies nachzuvollziehen, wurde ein phänomenologisches Modell entwickelt, das sowohl die thermische Deaktivierung der Photostromverstärkung als auch die beobachteten Nichtlinearitäten in der Photostrom-Leistungsabhängigkeit eines ELO MSM PD als Funktionen der Spannung reproduziert. Das Modell basiert auf der thermischen Emission akkumulierter Löcher über eine Valenzbanddiskuntinuität $\Delta E_{\text{A/B}}$ am A/B-Heteroübergang. Aus temperaturabhängigen Kennlinien bestimmte Werte für die thermische Deaktivierungsenergie stimmen gut mit in etwa der Hälfte der aus CL/REM abgeleiteten Bandlückendifferenz der beiden Materialienregionen A und B im ELO AlGaN

überein und dienen als Eingangsparameter für die Modellrechnungen.
Wegen der hohen Verstärkung in ELO MSM PD der ersten Generation konnte der Zusammenhang zwischen Versetzungsdichte und EQE nicht untersucht werden. Dafür weisen die ELO MSM Detektoren eine Photostromverstärkung von bis zu 2000 bei 30 V auf und zeigen, sowohl für den Primärphotostrom als auch für den Sekundärphotostrom, eine lineare Beziehung zwischen Photostrom und optischer Leistung. Aus den entsprechenden Modellrechnungen leitet sich darüber hinaus ab, dass die Verstärkung insbesondere bei geringen Leistungen dominiert, was den ELO MSM PD der ersten Generation für entsprechende Anwendungen durchaus attraktiv macht.

5.3. ELO MSM PD der zweiten Generation (ELOB)

Bisher hat sich gezeigt, dass ELO MSM PD der ersten Generation sehr interessante Eigenschaften aufweisen. An bestimmten Arbeitspunkten (Spannung, Leistung, Temperatur) ist eine sehr hohe und zudem leistungsunabhängige EQE nutzbar. Die Auswirkungen der reduzierten Versetzungsdichte im ELO AlGaN auf die EQE eines MSM Detektors auf diesem Material ist jedoch durch den Verstärkungsmechanismus maskiert, dessen Ursprung auf die stark ausgeprägte Kompositionsinhomogenität im ELO AlGaN-Absorber zurückgeführt werden konnte.
Die Eigenschaften von ELO-basierten MSM Photodetektoren der zweiten Generation, im Folgenden ELOB MSM PD oder kurz ELOB PD genannt (B für *buried*), werden im nächsten Unterabschnitt 5.3.1 anhand grundlegender Charakteristika vorgestellt. Im darauf folgenden Unterabschnitt 5.3.2 wird dann ein Zusammenhang zwischen der EQE eines MSM PD und der Versetzungsdichte (TDD) im Absorbervolumen abgeleitet. Dies bildet die Grundlage, um die experimentell ermittelten Unterschiede der Photostrom-Charakteristika planarer und ELOB MSM PD nachzuvollziehen.

5.3.1. Grundlegende Charakteristika

Die materialanalytischen Charakteristika von ELOB AlGaN (Komposition/Versetzungsdichte) wurden im Abschnitt 5.1 diskutiert. Im vorliegenden Unterabschnitt werden die Photostrom-Charakteristika von ELOB MSM PD vorgestellt.

5.3.1.1. Vergleich zu planaren PD

In Abbildung 5.22 sind EQE-Spektren und Strom-Spannungs-Kennlinien eines planaren und eines ELOB MSM PD der Probenserie M0957-y gezeigt. Die Spektren beider Detektoren weisen im Bandkantenbereich einen sehr ähnlichen Verlauf auf. Da im AlGaN-Absorber der ELOB-Probe eine vergleichsweise homogene Komposition vorherrscht, ist die langwellige Schulter zwischen 290 nm und 300 nm wesentlich schwächer ausgeprägt, als dies für ELO PD der ersten Generation der Fall ist (vgl. Abb. 5.12 a). Dies bestätigt die Ergebnislage der REM/CL-Analyse, wonach die periodischen Kompositionsfluktuationen innerhalb einer planaren und der ELOB $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschicht in ähnlicher Ausprägung nachgewiesen wurden. Allerdings liegt das EQE-Spektrum des ELOB PD

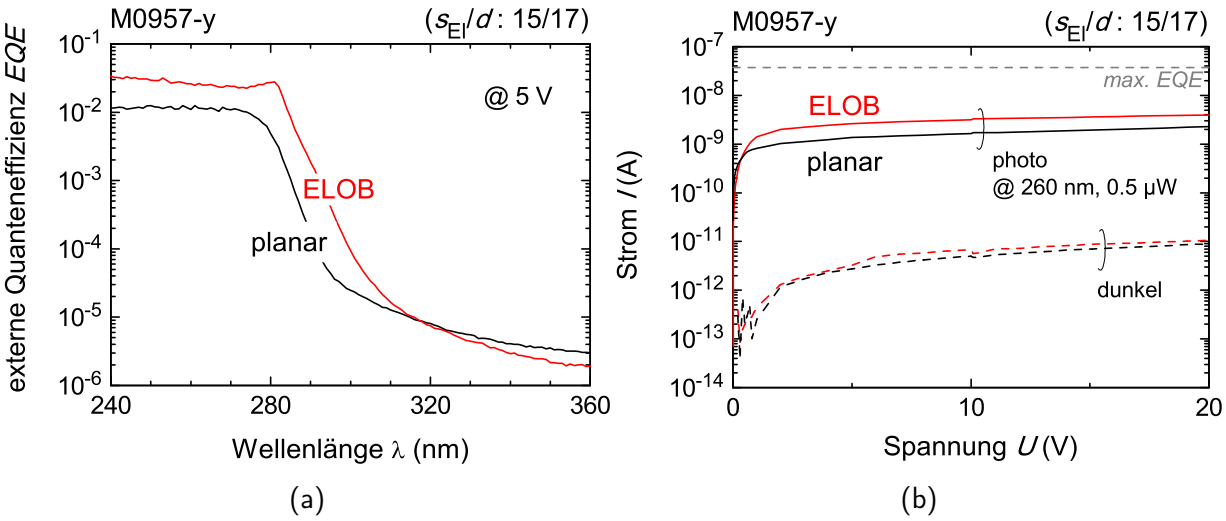


Abbildung 5.22.: Charakteristika von planaren (schwarz) und ELOB (rot) $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ MSM PD auf den Proben M0957-y. (a) EQE-Spektren bei 5 V und (b) Strom-Spannungs-Kennlinien bei 260 nm und 0,5 µW (durchgezogen) bzw. im Dunkeln (gestrichelt).

überwiegend oberhalb dem des planaren PD. Während sich die Dunkelstromverläufe beider PD beinahe gleichen ist der Photostrom im ELOB PD um einen Faktor 2 höher als im planaren PD, bleibt jedoch eine Größenordnung unterhalb des maximalen Photostroms für dieses PD-Motiv ($EQE_{\max} \approx 75\,\%$). In ELOB MSM PD liegt demnach keine Photostromverstärkung vor.

5.3.1.2. Elektrodenabstand

Der gezeigte Unterschied der EQE zwischen planaren und ELOB PD ist jedoch vom Elektrodenabstand des betrachteten PD-Motivs abhängig. In Abbildung 5.23 a ist die EQE von ELO PD und planaren PD bei 260 nm für Spannungen U zwischen 5 V und 20 V als Funktion des Elektrodenabstands s_{El} aufgetragen. Für die planaren Detektoren ergibt sich, unabhängig von der Spannung, der nach Gl. (4.1) erwartete Verlauf, welcher ausschließlich durch die laterale Ausdehung der RLZ an der vorgespannten Kathode bestimmt wird. Im Unterschied dazu weicht das Verhalten der PD auf der ELOB-Probe davon deutlich ab. Das EQE-Verhältnis $EQE_{\mathrm{ELOB}}/EQE_{\mathrm{planar}}$ im oberen Teil des Diagramms steigt z. B. für 5 V von 1,4 bei $s_{El} = 2\,\mu m$ auf bis zu 2 bei 15 µm an. Diese Tendenz liegt ebenfalls bei höheren Spannungen vor. Allerdings sinkt das Verhältnis dabei insgesamt ab und liegt für 20 V nur noch zwischen 1 und 1,7. Unter bestimmten Bedingungen ($s_{El} \lesssim 2\,\mu m$, $U \gtrsim 20\,V$) ist die EQE-Erhöhung eines ELOB PD also praktisch nicht mehr vorhanden.

5.3.1.3. Strom-Leistungs-Kennlinie

In Abbildung 5.23 b sind die Strom-Leistungs-Kennlinien eines ELOB MSM PD bei 260 nm für Spannungen bis 20 V gezeigt. Im Gegensatz zum ELO PD der ersten Generation ist der Photostrom I_{photo} im ELOB PD unabhängig von der Vorspannung über mindestens zwei Größenordnungen linear zur optischen Leistung P_{opt}.

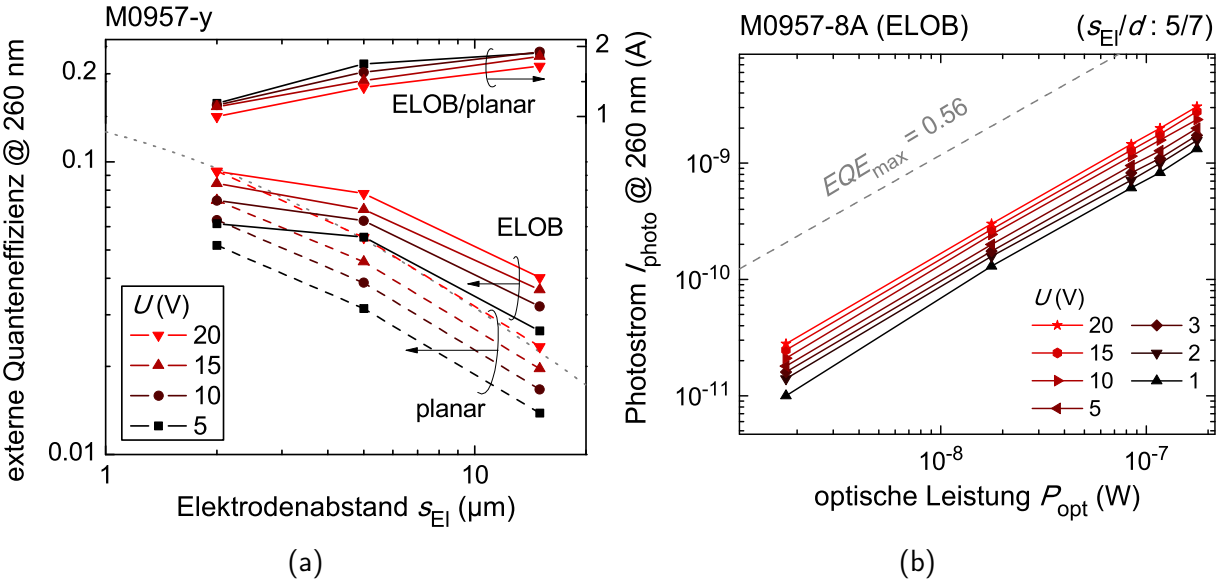


Abbildung 5.23.: (a) Abhängigkeit der EQE von planaren (gestrichelt) und ELOB MSM PD (durchgezogen) vom Elektrodenabstand s_{El} bei verschiedenen Spannungen U (*linke Achse*) und daraus bestimmte EQE-Verhältnisse (*rechte Achse*). (b) Photostrom-Leistungs-Kennlinien eines ELOB MSM PD bei verschiedenen Spannungen U.

Diskussion Nach dieser Übersicht wird für ELOB MSM PD keine Verstärkung oder Nichtlinearität beobachtet. Während diese Effekte für ELO PD der ersten Generation qualitativ durch eine akkumulierte Lochladung am A/B-Materialübergang des $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorbers erklärt wurden, ruft die Kompositionsinhomogenität innerhalb der planaren und der ELOB Absorberschichten keine vergleichbaren Auswirkungen hervor. Nach dem bisherigem Erkenntnisstand, lässt sich dies zum einen dadurch verstehen, dass eine wesentlich geringere Heterobarriere ΔE_{ELOB} vorliegt, die bei einer 70/30-Aufteilung der Bandlückendifferenz ($\Delta x_{\mathrm{Al}} \approx 0,07$) nur noch ca. 0,06 eV beträgt. Bei sonst gleichen Verhältnissen würde der erreichbare Sekundärphotostrom $I_{\mathrm{S}} \propto \exp(\Delta E/k_{\mathrm{B}}T)$ demnach um einen Faktor 100 geringer ausfallen als bei einem ELO MSM PD der ersten Generation mit z. B. 0,17 eV. Zum anderen deutet der geringe Dunkelstrom darauf hin, dass die Kathode des PD auch bei hohen Spannungen weiterhin sperrend bleibt und sich somit auch keine Verstärkung, im Sinne von $EQE > EQE_{\mathrm{max}}$ ausbilden kann. Dies hängt möglicherweise damit zusammen, dass nur die, entlang des Fehlschnitts orientierte, Ga-reiche Spur vorhanden ist und somit keine Überlagerung unterschiedlicher Wachstumsoberflächen (vgl. die Spuren B1 und B2 im ELO AlGaN) stattfindet. Die periodische Inhomogenität der Durchstoßversetzungsdichte scheint allerdings keine wesentliche Rolle zur Klärung der Unterschiede zwischen ELO und ELOB MSM PD zu spielen.
Auch wenn die aufgeführten Argumentationen teilweise auf Spekulationen basieren, erhärtet sich die Annahme, dass die Photostromverstärkung in ELO MSM PD durch die Eigenschaften der Ga-reichen zickzackförmigen Spur hervorgerufen wird. Demnach ist davon auszugehen, dass die Realisierung ELO-basierter $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ MSM Photodetektoren mit einer reduzierten Versetzungsdichte, aber ohne Verstärkung, auf das Vergraben der ELO AlGaN-Unterlage zurückzuführen ist.

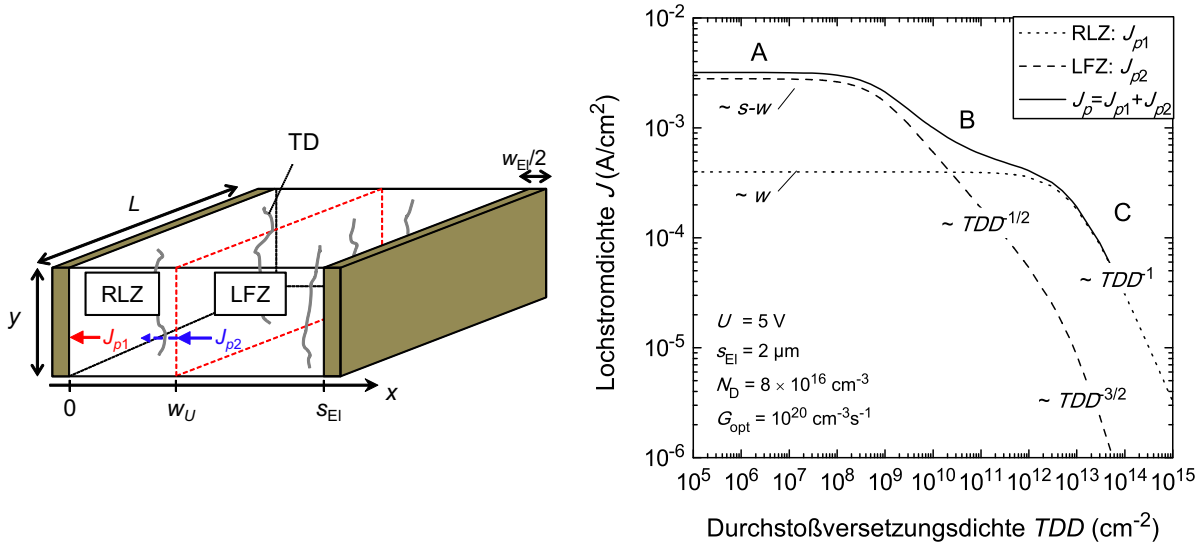


Abbildung 5.24.: Zur Berechnung der photoinduzierten Lochstromdichte in einer vereinfachten Einheitszelle als Funktion der Durchstoßversetzungsdichte. (a) Darstellung der vereinfachten Einheitszelle – RLZ: Raumladungszone, LFZ: Ladungsfreie Zone, TD: Durchstoßversetzung. (b) Berechnete Lochstromdichte J_p sowie deren Komponenten J_{p1} in der RLZ bzw. J_{p2} in der LFZ für die angegebenen experimentellen Parameter.

5.3.2. Zusammenhang zwischen EQE und Versetzungsdichte

Nachfolgend wird ein analytischer Zusammenhang zwischen der EQE eines MSM Photodetektors und der im Absorbermaterial vorliegenden Dichte an Durchstoßversetzungen diskutiert, der im Anhang A.5 abgeleitet wird. Die Grundlage hierfür ist die Abhängigkeit der SRH-Rekombinationslebensdauern für photogenerierte Elektronen τ_n und Löcher τ_p von der Durchstoßversetzungsdichte TDD nach Karpov *et al.* (s. Ref. [23] und Abschnitt 2.4.2).

Trotz der Inhomogenitäten von Komposition und Versetzungsdichte, wird zur Vereinfachung des Problems von homogenen Materialeigenschaften ausgegangen. Zusätzlich wird die periodische Abfolge der koplanaren Elektrodenpaare auf der AlGaN-Absorberoberfläche auf ein (Halb-)Elektrodenpaar reduziert (s. Abb. 5.24 a), das zudem nicht lateral, sondern vertikal an zwei gegenüberliegenden Halbleiterkanten angeordnet ist – bei $x < 0$ liegt die Kathode und bei $x > s$ die Anode. Und schließlich sorgt eine räumlich homogene Photogenerationsrate G_{opt} dafür, dass ein quasi eindimensionales Problem vorliegt, bei dem nur noch Ströme senkrecht zu den Elektrodenflächen berechnet werden müssen. Für eine einfachere Handhabung bestimmter Rechengrößen, d. h. die lateralen Stromdichten J (Fläche: $\rightarrow y \cdot L$), die Photogenerationsrate (Volumen: $\rightarrow L \cdot d \cdot y$) und die Durchstoßversetzungsdichte, ist die Einheitszelle jedoch weiterhin als auf drei Dimensionen erweitert zu betrachten. Außerdem werden nur Lochströme J_p betrachtet, da sich dadurch die grundlegenden Flüsse im Bauteil unkompliziert darstellen lassen.

Aus den Halbleitergleichungen (s. Anhang A.3) können nun Ausdrücke für die photoinduzierten Lochstromdichten innerhalb der Raumladungszone (RLZ) J_{p1} sowie in der Ladungsfreien Zone (LFZ) J_{p2} als Funktion der Durchstoßversetzungsdichte TDD abge-

leitet werden (vgl. Anhang A.5):

$$J_{p1} = -e \cdot G_{\text{opt}} \cdot \beta \cdot w_U \tag{5.4}$$

$$J_{p2} = -e \cdot G_{\text{opt}} \cdot \beta \cdot L_p \cdot \tanh\left((s_{\text{El}} - w_U)/L_p\right) \tag{5.5}$$

e: Elementarladung, G_{opt}: optische Generationsrate, β: Sammeleffizienz in der RLZ, w_U: Weite der RLZ, L_p: Diffusionslänge, s_{El}: Elektrodenabstand.

Dabei sind die Sammeleffizienz in der RLZ β und die Diffusionslänge L_p gemäß

$$\beta = (1 + t_{\text{tr}}/\tau_{\text{rec}})^{-1} \qquad \text{mit} \qquad t_{\text{tr}}^{-1} := \mu_p \frac{e}{\epsilon} N_{\text{D}} \tag{5.6}$$

$$L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_{\text{rec}}} \tag{5.7}$$

t_{tr}: mittlere Transitzeit in der RLZ, τ_{rec}: SRH-Rekombinationszeit, μ_p: Beweglichkeit, e: Elementarladung, ϵ: Permittivität, N_D: Donatorkonzentration (ionisiert), D_p: Diffusionskonstante

von der SRH-Rekombinationszeit τ_{rec} und somit von der Versetzungsdichte abhängig.

In Abbildung 5.24 b sind die Lochstromdichten J_{p1} und J_{p2} für einen MSM PD mit einem Elektrodenabstand s_{El} von 2 µm bei einer Vorspannung von 5 V und einer Photogenerationsrate G_{opt} von $1 \times 10^{20}\,\text{cm}^{-3}\,\text{s}^{-1}$ über der Versetzungsdichte TDD aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass beide Stromdichten zunächst konstant sind und bei hohen Versetzungsdichten abgeschnürt werden. Der Gesamtstromverlauf $J_p = J_{p1} + J_{p2}$ wird nun anhand der Bereiche A, B und C erläutert.

- Bereich A: Bei niedriger Versetzungsdichte ist die Rekombinationszeit τ_{rec} sehr lang. Solange sie die Transitzeit t_{tr} durch die RLZ übersteigt ($\beta \to 1$) bzw. in der LFZ für die Diffusionslänge $L_p > s_{\text{El}} - w_U$ gilt ($\tanh x \to x$), sind die photoinduzierten Lochstromdichten J_{p1} und J_{p2} durch die lateralen Ausdehnungen der RLZ und der LFZ gegeben. Ist die RLZ wesentlich kleiner als die LFZ, so wird die Gesamtstromdichte J_p überwiegend durch den Diffusionsstrom $J_{p2} \sim s_{\text{El}} - w_U$ aus der LFZ bestimmt.

- Bereich B: Mit steigender Versetzungsdichte unterschreitet die Diffusionslänge ab ca. $TDD = 10^8\,\text{cm}^{-2}$ die halbe Breite der LFZ ($\tanh x \to 1$) und nimmt gemäß $J_{p2} \sim L_p \sim \sqrt{\tau_{\text{rec}}} \sim TDD^{-1/2}$ ab. Für $TDD \leq 10^{10}\,\text{cm}^{-2}$ überwiegt jedoch weiterhin der Strom $J_{p1} \sim w_U$ aus der RLZ.

- Bereich C: Ab Versetzungsdichten oberhalb von $10^{12}\,\text{cm}^{-2}$ nimmt der Driftstrom J_{p1} in der RLZ schließlich ebenfalls stark ab, da die Rekombinationszeit τ_{rec} kürzer als die Transitzeit t_{tr} wird ($\beta \to \tau_{\text{rec}}/t_{\text{tr}}$). Die Gesamtstromdichte J_p wird dann aufgrund der hohen Rekombinationsverluste in der RLZ limitiert und nimmt wie TDD^{-1} ab. Dies betrifft natürlich ebenso den durch die RLZ passierenden Stromanteil aus der LFZ ($J_{p2} \sim TDD^{-3/2}$).

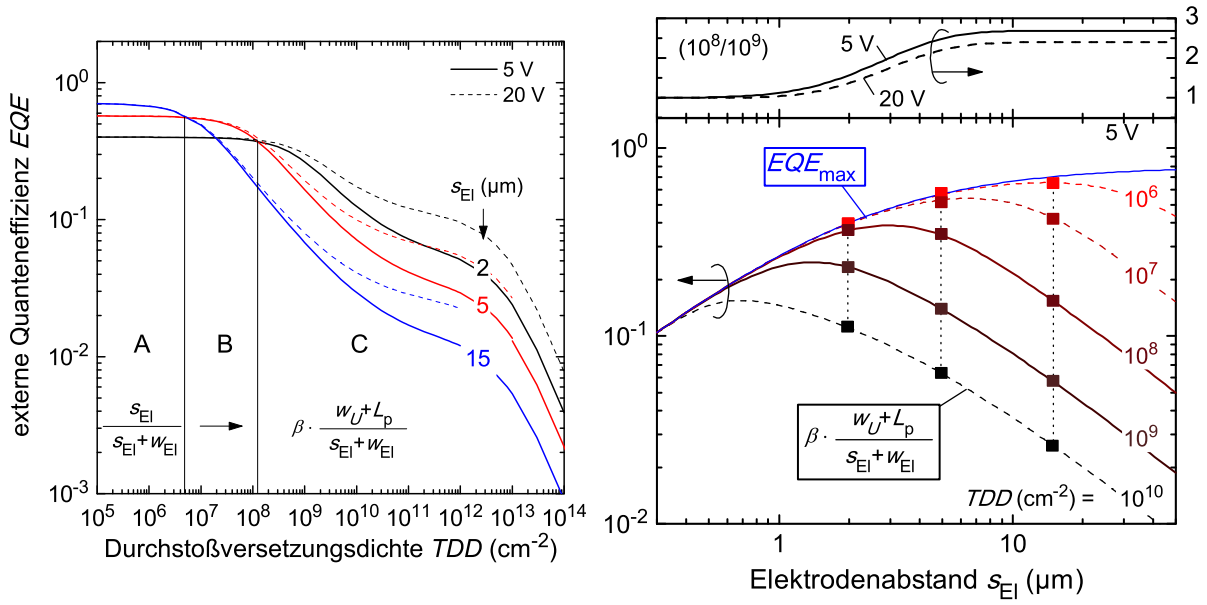


Abbildung 5.25.: Berechnete EQE für MSM PD nach dem 1D-Modell (Gln. (5.4)-(5.8)) (a) als Funktion der Durchstoßversetzungsdichte TDD für PD-Motive mit Elektrodenabständen s_{El} von 2 µm, 5 µm und 15 µm bei 5 V (durchgezogen) und 20 V (gestrichelt), und (b) als Funktion des Elektrodenabstands bei 5 V für Versetzungsdichten TDD zwischen $10^6\,\mathrm{cm}^{-2}$ und $10^{10}\,\mathrm{cm}^{-2}$ (*linke Achse*) – EQE-Verhältnisse bei 5 V (durchgezogen) und 20 V (gestrichelt) für einen TDD-Unterschied von $10^8\,\mathrm{cm}^{-2}/10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ (*rechte Achse*).

Aus diesen Gleichungen lässt sich nun ein Zusammenhang zwischen der EQE eines MSM PD und einer homogenen Versetzungsdichte TDD in dessen Absorberschicht ableiten, wenn der durch die Fläche yL fließende Photostrom als $I_{\mathrm{photo}} = J_p \cdot (yL)$ und die im Halbleitervolumen herrschende Photogenerationsrate als $G_{\mathrm{opt}} = T_{\mathrm{opt}} \cdot P_{\mathrm{opt}}/(E_{\mathrm{opt}} \cdot yLd)$ mit $d = s_{\mathrm{El}} + w_{\mathrm{El}}$ angesetzt werden

$$EQE = T_{\mathrm{opt}} \cdot \beta \cdot \frac{w_U + L_p \cdot \tanh\left((s_{\mathrm{El}} - w_U)/L_p\right)}{s_{\mathrm{El}} + w_{\mathrm{El}}}. \tag{5.8}$$

In Abbildung 5.25 a ist dieser Zusammenhang für MSM PD mit gleichen Elektrodenbreiten $w_{\mathrm{El}} = 2\,\mu\mathrm{m}$ jedoch verschiedenen Elektrodenabständen s_{El} von 2 µm, 5 µm sowie 15 µm bei 5 V und 20 V aufgetragen. Die resultierende Kurvenschar lässt sich nun wieder in drei Bereiche A, B und C einteilen, in denen je einer der drei Detektoren die höchste EQE erzielt. Im Bereich A ($TDD < 5 \times 10^6\,\mathrm{cm}^{-2}$) nimmt die EQE mit *steigendem* Elektrodenabstand zu und ist für den breitesten Abstand $s_{\mathrm{El}} = 15\,\mu\mathrm{m}$ am höchsten. Im Bereich C ($TDD > 1 \times 10^8\,\mathrm{cm}^{-2}$) nimmt die EQE dagegen mit *sinkendem* Elektrodenabstand zu und ist für den schmalsten Abstand $s_{\mathrm{El}} = 2\,\mu\mathrm{m}$ am höchsten. Der Bereich B, in dem gerade der PD mit 5 µm Elektrodenabstand die höchste EQE erzielt, wird entsprechend als Übergangsbereich betrachtet.
Wird das Verhalten der EQE in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand s_{El} nach Gl. (5.8) für unterschiedliche Versetzungsdichten TDD in Abb. 5.25 b hinzugezogen, lassen sich diese Beobachtungen etwas besser veranschaulichen. Wenn alle photogenerierten Löcher

im Halbleiter völlig verlustfrei zur Kathode fließen, ist die theoretisch maximal erzielbare EQE eines MSM PD nach Gleichung (5.8)

$$EQE_{\max} = T_{\text{opt}} \cdot \frac{s_{\text{El}}}{s_{\text{El}} + w_{\text{El}}} \tag{5.9}$$

allein durch die optischen Einkoppelverluste, d. h. Reflektion und Abschattung, bestimmt. Demnach steigt die maximal erreichbare EQE mit zunehmendem Elektrodenabstand. Dieser Wert wurde in der vorliegenden Arbeit mehrfach als Referenzwert $EQE_{\max}$ herangezogen.
Ist die RLZ jedoch vergleichsweise schmal, z. B. $w_{5\,\text{V}} = 0{,}25\,\mu\text{m}$ im Vergleich zu $s_{\text{El}} \geq 2\,\mu\text{m}$, wird die EQE maßgeblich durch den Strom aus der LFZ und damit die Diffusionslänge L_p beeinflusst (s. Gl. (5.8)). Für jede Versetzungsdichte TDD steigt die EQE zunächst wie $EQE_{\max}$ an, solange L_p größer als die LFZ $s_{\text{El}} - w_U$ ist, und sinkt dann gemäß

$$EQE = T_{\text{opt}} \cdot \beta \cdot \frac{w_U + L_p}{s_{\text{El}} + w_{\text{El}}}, \tag{5.10}$$

wenn L_p vergleichbar oder kürzer als die LFZ $(s_{\text{El}} - w_U)$ wird.
Damit lassen sich nun die Trends in Abbildung 5.25 a einordnen. Im Bereich A ist $L_p \gtrsim 30\,\mu\text{m}$, so dass die EQE direkt mit dem Elektrodenabstand skaliert ($EQE_{\text{A}} \approx EQE_{\max}$). Eine Spannungserhöhung hat dort praktisch keinen Einfluss auf die EQE. Im Bereich C limitiert $L_p \leq 3\,\mu\text{m}$ die EQE für Motive mit entsprechend großen Elektrodenabständen. Nach Gleichung (5.10) macht sich nun auch der Einfluss des Stromes aus der RLZ zunemehnd bemerkbar, wenn die Diffusionslänge mit steigender Versetzungsdichte entsprechend kurz wird.
Die experimentellen Trends für planare und ELOB MSM PD (s. Abb. 5.23 a) mit unterschiedlichem Elektrodenabstand lassen sich in Abbildung 5.25 b gerade für Versetzungsdichten zwischen ca. $10^9\,\text{cm}^{-2}$ und $10^8\,\text{cm}^{-2}$ beobachten (durchgezogene Linien). Der Anstieg der EQE-Verhältnisse zwischen niedriger und hoher TDD im oberen Teil der Abbildung gibt ebenfalls den entsprechenden experimentellen Befund aus Abb. 5.23 a wieder. Die Abnahme des Verhältnisses mit steigender Spannung lässt sich nun durch den schwindenen Einfluss des Driftstroms aus einer weiterhin schmalen RLZ ($w_{20\,\text{V}} = 0{,}5\,\mu\text{m}$) gegen die wesentlich stärkere Zunahme des Diffusionsstroms aus der LFZ erklären, da die Diffusionslänge von ca. 1 µm bei $10^9\,\text{cm}^{-2}$ auf ca. 3 µm bei $10^8\,\text{cm}^{-2}$ zunimmt.

Fazit Das hier entwickelte Modell gibt die Unterschiede in den experimentellen Trends für MSM PD unterschiedlicher Versetzungsdichte, d. h. planare und ELOB MSM PD, qualitativ richtig wieder. Die Untersuchung verschiedener Elektrodenabstände stellte sich hierbei als wesentlich heraus, da die erreichbare EQE-Erhöhung bei Versetzungsreduktion ganz eindeutig auch vom betrachteten Elektrodenabstand abhängt. Die EQE von ELOB PD nimmt danach gegenüber planaren PD mit steigendem Elektrodenabstand zu. Dies ist auf eine bessere Ausnutzung der LFZ bei einer längeren Diffusionslänge für photogenerierte Löcher zurückzuführen. Mit zunehmender Spannung nimmt dieser EQE-Zuwachs jedoch wieder leicht ab, da die RLZ bei hohen Elektrodenabständen sehr kurz ist.

Somit kann das Modell zur Klärung von Optimierungsfragen herangezogen werden, um Spannung und Elektrodenabstand geeignet zu wählen ($w_U \leftrightarrow s_{\mathrm{El}}$), und dadurch die maximale EQE für MSM PD bei gegebener Versetzungsdichte zu erzielen.
Gleichwohl muss jedoch hervorgehoben werden, dass diesem Modell eine homhogene Versetzungsdichte zugrunde liegt und die Defektdichte im ELOB-Absorber vielmehr inhomogen ist (s. Abb. 5.8 c). Dies kann z. B. durch die parallele Anordnung von MSM-Einheitszellen hoher und niedriger Versetzungsdichte berücksichtigt werden. Die diskutierten Zusammenhänge bleiben hiervon jedoch weiter unberührt.

5.4. Anisotropie des Photostroms

Die Ergebnisse der oben besprochenen Materialcharakterisierung von $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschichten zeigen, dass sowohl der Substratfehlschnitt bei den planaren Proben als auch zusätzlich die ELO-Ätzstreifenorientierung bei den ELO Proben (ELO 1. und 2. Generation) zur Ausbildung von Kompositionsfluktuationen im AlGaN-Absorber und zur Ausbildung von Terrassenstufen an dessen Oberfläche führt (vgl. Abschnitt 5.1). Darüber hinaus ist die Versetzungsdichte in allen Proben entlang des Substratfehlschnitts mit der Periode der Terrassenbreite moduliert. Der Einfluss dieser Eigenschaften auf den Photostromfluss zwischen unterschiedlich zu den Terrassen orientierten Elektrodenkämmen wird im folgenden anhand experimenteller Daten diskutiert und abschließend mittels eines einfachen Modell qualititativ erläutert.

5.4.1. Experimentelle Befunde

Auf allen in dieser Arbeit vorgestellten Probentypen zeigen zueinander direkt benachbarte MSM PD mit unterschiedlicher Elektrodenorientierung einen höheren Photostrom, wenn die Elektroden senkrecht ($\perp$) anstatt parallel ($\parallel$) zu den Oberflächenstufen ausgerichtet sind. Dies ist den Abbildungen 5.26 a-c für planare, ELO und ELOB PD anhand derer Photostrom-Kennlinien gezeigt. Intuitiv kann diese Anisotropie des Photostroms mit einer kanalartigen Verbindung der Elektroden durch die Kompositionsfluktuation oder die periodisch modulierte Versetzungsdichte in Verbindung gebracht werden. Gerade die starke Unterdrückung des Sekundärphotostroms im ELO$\parallel$ PD lässt vermuten, dass die Anisotropie des Photostroms direkt mit einer kanalartigen Verbindung der Elektroden durch die Kompositionsfluktuation zusammenhängt.
Diese Anisotropie ist jedoch auch für ELO PD mit einer ca. 0,8 µm dicken Absorberschicht mit einem hohen Al-Gehalt von ca. $x = 0,9$ und darüber hinaus auch für ELO PD, die direkt auf einem ELO-AlN/Saphir Template prozessiert wurden, erkennbar (s. Abbildungen 5.26 d-f). Da der ELO-AlN PD keine Kompositionsunterschiede aufweisen kann, ist ein prinzipieller Zusammenhang zwischen Anisotropie und modulierter Versetzungsdichte TDD sehr wahrscheinlich. Für ELO PD mit Verstärkung ist allerdings ebenfalls davon auszugehen, dass auch die Auswirkungen der Kompositionsfluktuationen im Absorbermaterial eine bedeutende Rolle bei der dort deutlich ausgeprägten Photostrom-Anisotropie spielen.

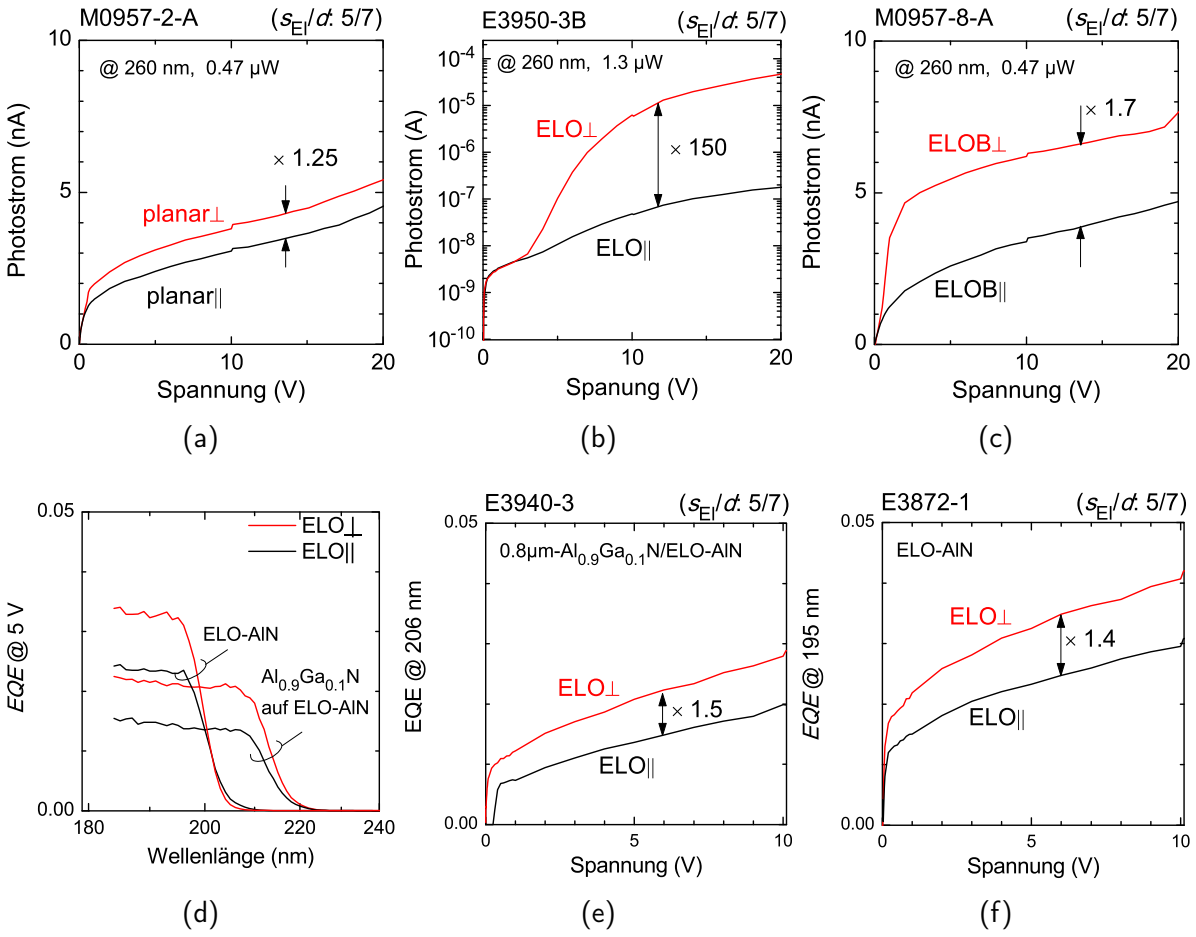


Abbildung 5.26.: Zur Anisotropie des Photostroms (bzw. der EQE) von planaren, ELO und ELOB MSM PD im mittleren ($x \sim 0,4$ und 0,5) und hohen ($x = 0,9$ und 1) Kompositionsbereich. Photostrom-Spannungs-Kennlinien von $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ und $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD auf (a) planaren, (b) ELO und (c) ELOB Templates – ⊥ bzw. ∥ bezieht sich auf die senkrechte bzw. parallele Ausrichtung der Elektroden bzgl. der Terrassenstufenorientierung. (d) Spektren von $Al_{0,9}Ga_{0,1}N$ und AlN ELO⊥ und ELO∥ MSM PD bei 5 V und entsprechende EQE-Kennlinien (e) und (f) oberhalb der jeweiligen Bandlückenenergie.

5.4.2. Modellierung der Anisotropie

Im Folgenden wird ein Ausdruck abgeleitet, mit dem sich die Anisotropie des Photostroms (ab hier: der EQE) von MSM PD qualitativ nachvollziehen lässt. Hierbei werden die Zuordnungen planar bzw. ELO und ELOB fallengelassen, und ganz allgemein MSM PD mit anisotrop modulierter Versetzungsdichte MSM⊥ bzw. MSM∥ PD betrachtet. Wie in Abbildung 5.27 dargestellt, wird dazu der Bereich zwischen zwei Elektroden K und A der Länge L im Abstand s_{El} betrachtet. Für den MSM⊥ (Abb. 5.27 a) werden die Bereiche niedriger ($<$) bzw. hoher ($>$) Versetzungsdichte als parallele Anordnung alternierender Streifenpaare mit Widerständen R1 bzw. R2 über die gesamte Elektrodenlänge L angenommen. Die Periodenlänge der Streifenpaare entspricht einer Oberflächenterrassenbreite $T = t_< + t_>$ mit $t_<$ und $t_>$ als Breite der einzelnen Streifen. Entsprechend handelt es sich bei diesen Bereichen im MSM∥ (Abb. 5.27 b) um eine serielle Anordnung sich wiederho-

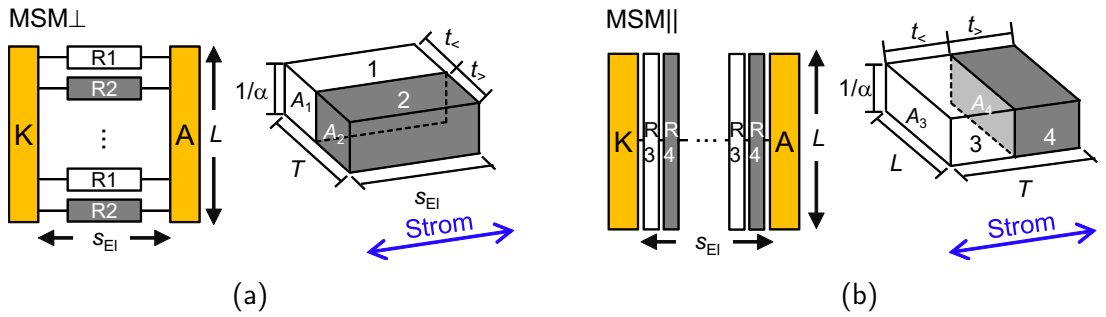


Abbildung 5.27.: Zur Modellierung der Photostrom-Anisotropie von MSM PD mit anisotrop modulierter Versetzungsdichte.

lender Paare R3 bzw. R4 entlang des Elektrodenabstands s_{El}. Zur Vereinfachung soll hier von idealen ohmschen Widerständen ausgegangen werden. Die Gesamtwiderstände dieser Anordnungen können dann durch

$$R_{\perp}^{-1} = \sum_{i=1}^{L/T} (R_1^{-1} + R_2^{-1}) \qquad \text{bzw.} \qquad R_{\parallel} = \sum_{i=1}^{s_{\mathrm{El}}/T} (R_3 + R_4) \tag{5.11}$$

ausgedrückt werden, wobei für die Summationsgrenzen L/T bzw. s_{El}/T zur Vereinfachung nur ganzzahlige Werte > 0 zulässig sein sollen. Die Einzelwiderstände R_i in Gl. (5.11) sind durch ihre Geometrie, d. h. die jeweilige Stromtransportlänge l_i und -durchtrittsfläche A_i, und den jeweils vorherrschenden spezifischen Widerstand ρ_i gemäß $R_i = \rho_i \cdot l_i / A_i$ festgelegt. In dieser Ableitung wird der spezifische Widerstand als durch die nichtstrahlende Rekombination photogenerierter Ladungsträgerpaare an den Versetzungen verursacht betrachtet und damit als Funktion der lokalen Versetzungsdichte TDD aufgefasst. Bereiche mit geringer Versetzungsdichte (R1 und R3) haben somit einen geringeren spezifischen Widerstand $\rho_<$ als jene (R2 und R4) mit Höherer ($\rightarrow \rho_>$). Anhand der Skizzen in Abbildung 5.27 lassen sich für jeden der Materialstreifen 1,2,3 und 4 die einzelnen Widerstände R_i bestimmen

$$R_1 = \rho_< \frac{\alpha_{\mathrm{opt}} s_{\mathrm{El}}}{\Gamma T} \qquad \text{bzw.} \qquad R_2 = \rho_> \frac{\alpha_{\mathrm{opt}} s_{\mathrm{El}}}{(1-\Gamma) T} \tag{5.12}$$

$$R_3 = \rho_< \frac{\alpha_{\mathrm{opt}} \Gamma T}{L} \qquad \text{bzw.} \qquad R_4 = \rho_> \frac{\alpha_{\mathrm{opt}} (1-\Gamma) T}{L}, \tag{5.13}$$

wobei $\Gamma = t_</t_>$ gerade den (lateralen) versetzungsreduzierten Anteil einer Terrassenstufe (im Folgenden: Terrassenanteil) angibt und die jeweils stromdurchflossene Fläche A_i vertikal durch die optische Eindringtiefe $1/\alpha_{\mathrm{opt}}$ der UV-Strahlung begrenzt sein soll. Wird zur einfacheren Handhabung nun noch das (spezifische) Widerstandsverhältnis $k = \rho_</\rho_>$ eingeführt, lässt sich über das ohmsche Gesetz $U = R \cdot I$ aus den Gln. (5.11) bis (5.13) schließlich ein analytischer Ausdruck für das EQE-Verhältnis für MSM PD der beiden Elektrodenorientierungen ableiten

$$\frac{EQE_{\perp}}{EQE_{\parallel}} = \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} = \underbrace{\big(1 + \Gamma \cdot (k-1)\big)}_{\propto R_{\parallel}} \cdot \underbrace{\big(1 + \Gamma \cdot (1/k - 1)\big)}_{\propto 1/R_{\perp}}. \tag{5.14}$$

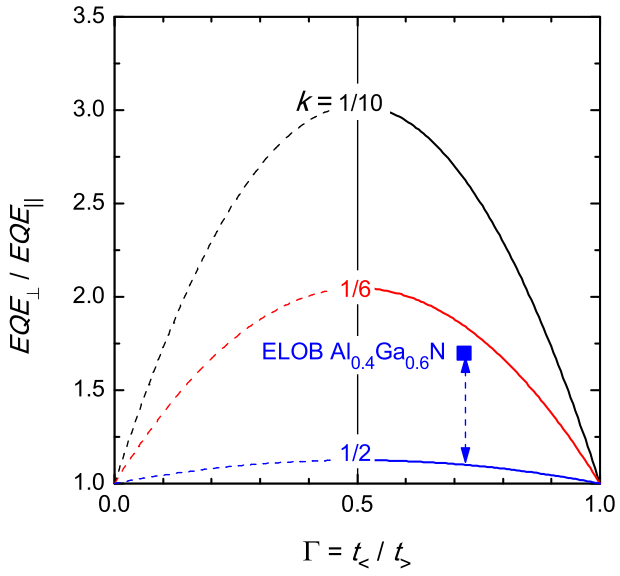


Abbildung 5.28.: Modelliertes EQE-Verhältnis $EQE_\perp/EQE_\parallel$ von MSM⊥ und MSM∥ PD als Funktion des Terrassenverhältnisses Γ für verschiedene Widerstandsverhältnisse k. (vgl. Text)

In Abbildung 5.28 ist die Gleichung (5.14) als Funktion des Terrassenanteils Γ für verschiedene Widerstandsverhältnisse $k < 1$ aufgetragen. Zunächst ist erkennbar, dass sich für alle k eine nach unten geöffnete Parabel ergibt. Für $\Gamma = 0$ und 1 ist der Wert des EQE-Verhältnisses jeweils gleich 1, da in diesen Fällen die Versetzungsdichte über die gesamte Terrasse entweder nur hoch ($>$) oder nur gering ($<$) ist, also keine unterschiedlichen Bereiche bzgl. der Defektdichte vorliegen und damit die Anisotropie im Photostromfluss verschwindet. Analog ergibt sich ein EQE-Verhältnis von 1, unabhängig von Γ, wenn eine homogene Versetzungsdichte ($\rho_< = \rho_> \Rightarrow k = 1$) über eine Terrasse vorliegt (nicht gezeigt). Sobald eine Terrasse jedoch aus Streifen mit verschiedenen spezifischen Widerständen besteht, nimmt das EQE-Verhältnis Werte > 1 an und wird für gleichverteilte Terrassenteilvolumina ($\Gamma = 0,5$) maximal. Wie die Kurvenschar zeigt, steigt das EQE-Verhältnis mit sinkendem k, da nach Gl. (5.11) der Parallelwiderstand $R_\perp$ entsprechend abnimmt und damit der zweite Faktor in Gl. (5.14) das EQE-Verhältnis zunehmend dominiert.

Diese Berechnungen geben die experimentelle Beobachtung $EQE_\perp > EQE_\parallel$ qualitativ richtig wieder. Für einen quantitativen Vergleich werden nun die Verhältnisse beim ELOB MSM PD aus den Abbildungen 5.8 c und 5.26 c herangezogen. Die Bereiche niedriger und hoher Versetzungsdichten haben hier ein Flächenverhältnis Γ von ca. 0,7 und die Versetzungsdichten unterscheiden sich um einen Faktor 2. Wird Letzteres direkt als Widerstandsverhältnis $k = 1/2$ interpretiert, liegt nach Abb. 5.28 zwar keine exakt quantitative Übereinstimmung zwischen Modell ($EQE_\perp/EQE_\parallel \approx 1,1$) und Experiment ($EQE_\perp/EQE_\parallel \approx 1,7$) vor (vgl. Datenpunkt), jedoch wird immerhin die experimentelle Größenordnung trotz der Einfachheit des Modells sehr gut reproduziert. Anzumerken ist außerdem, dass beim hier vorliegenden PD-Motiv (M5) der Elektrodenabstand mit 5 µm knapp oberhalb einer Terrassenbreite von ca. 3,5 µm liegt. Damit ist die Forderung nach einer Ganzzahligkeit der oberen Summationsgrenze in Gl. (5.14) für den MSM∥ nicht ge-

geben, was bei einem solch niedrigen Längenverhältnis $s_{\mathrm{El}}/T \approx 1,4$ durchaus zu einem Fehler der Abschätzung führt, der allerdings mit steigendem s_{El} geringer wird. Für größere Elektrodenabstände, z. B. $s_{\mathrm{El}} = 15\,\mu\mathrm{m}$, liegen keine Daten vor, die diese Vermutung bestätigen könnten. Ob die Abweichung außerdem durch eine zu stark vereinfachte Annahme der direkten Proportionalität zwischen spezifischem Widerstand und Versetzungsdichte ($\rho_i \sim TDD_i$) zu erklären ist, bleibt an dieser Stelle allerdings offen – ist aber ebenfalls durchaus denkbar.

Zusammengefasst fällt die EQE von MSM$\perp$ PD nach diesem einfachen Modell gegenüber MSM$\parallel$ PD am höchsten aus, wenn die Gebiete alterierender Versetzungsdichte entlang einer Oberflächenterrasse gleichverteilt sind und deutlich unterschiedliche Versetzungsdichten zwischen diesen Gebieten vorliegen. Allerdings muss betont werden, dass eine homogen reduzierte Versetzungsdichte ($\Gamma \to 1$) insgesamt zu einer höheren, sich jedoch angleichenden EQE von MSM$\perp$ und MSM$\parallel$ PD führt.

5.5. Zusammenfassung des Kapitels

Im vorliegenden Kapitel wurden die Eigenschaften AlGaN-basierter MSM Photodetektoren mit unterschiedlicher Versetzungsdichte vorgestellt. Zum Vergleich standen hierzu Proben mit $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$- bzw. $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$-Absorberschichten auf planar überwachsenem sowie epitaktisch lateral überwachsenem (ELO) AlN auf verkippten Saphirsubtraten zur Verfügung. Aus einer materialanalytischen Analyse der Absorberschichten gehen periodische Inhomogenitäten des Al-Gehalts und der Verteilung von Durchstoßversetzungen hervor. Die mittlere Versetzungsdichte, ausgezählt anhand der Dark-Spot-Density (DSD) in CL-Oberflächenbildern, ist für Absorber auf ELO-Proben um einen Faktor von 2-6 gegenüber planaren Absorbern reduziert.
Bei ELO MSM PD der ersten Generation wurde ein ausgeprägter Photostromverstärkungsmechanismus beobachtet. Anhand eines phänomenologischen Modells, basierend auf den Informationen über die Materialeigenschaften, konnte die gemessene Verstärkung sehr gut reproduziert werden. Im Kern werden hierfür die mit den Materialinhomogenitäten verbundenen Heteroübergänge verantwortlich gemacht. Durch eine dort stattfindende Akkumulation photogenerierter Löcher verlängert sich die Rekombinationszeit freier Ladungsträger. Die ebenfalls beobachtete Reduktion der Schottky-Barriere beim Betrieb des PD unter Vorspannung liefert dabei einen deutlichen Hinweis dafür, dass die Ladungsansammlung durch eine Elektroneninjektion vom Kontakt ausgeglichen werden kann, und demnach zusätzlich zum primären Photostrom überhaupt ein, um einen Faktor von ca. 2000 erhöhter, sekundärer Photostrom im Bauteil fließt. Während ein gängiges Modell aus der Literatur schon einen entgegengesetzten Temperatur-Trend liefert, ist das hier entwickelte Modell geeignet, die Spannungs-, Temperatur- und Leistungsabhängigkeit der Photostromverstärkung durch Anwendung nur eines Parametersatzes und einer beinahe Lambert-Beerschen Tiefenabhängigkeit der photogenerierten Ladungsansammlung zu klären. Darüber hinaus macht die Linearität des hohen Sekundärstroms zur optischen Leistung diese ELO-basierten MSM PD potentiell attraktiv für Anwendungen, in denen

eine geringe optische Leistung nachgewiesen werden muss.
Die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen EQE und Versetzungsdichte wurde durch den Vergleich zwischen planaren MSM PD mit hoher Versetzungsdichte und ELO MSM PD der zweiten Generation (ELOB) mit niedriger Versetzungsdichte angestellt. Die experimentellen Eigenschaften sind für PD auf beiden Proben prinzipiell ähnlich. Für ELOB MSM PD resultiert allerdings eine höhere EQE als für planare PD. Die EQE-Erhöhung ist jedoch vom Elektrodenabstand und der Vorspannung abhängig. Diese Ergebnislage konnte durch ein aus den Halbleitergleichungen abgeleitetes 1D-Modell gedeutet werden, das die nichtstrahlende Rekombination von Ladungsträgern an Durchstoßversetzungen berücksichtigt. Auch hier wurde eine gute qualitative Übereinsstimmung zu den experimentellen Daten erreicht. Die gefundene Abhängigkeit der EQE vom Elektrodenabstand lässt sich darüber hinaus bei Optimierungsfragen bzgl. der Elektrodengeometrie eines MSM PD heranziehen.
Zuletzt wurde auf die Anisotropie des Photostroms (bzw. der EQE) eingegangen, die für MSM PD unterschiedlicher Elektrodenorientierung auf planaren, ELO- und ELOB-Proben bei allen untersuchten Al-Gehalten $x > 0,4$ in den Absorberschichten vorlag. Diese Beobachtung konnte anhand eines einfachen Modells bestätigt werden, in welchem die Bereiche alternierender Versetzungsdichte entlang einer Terrasse als Bereiche mit unterschiedlichen (spezifischen) Widerständen aufgefasst wurden.

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Auswirkungen verschiedener Bauteilparameter, wie z. B. die Materialqualität der Absorberschicht oder die Detektorstruktur im Allgemeinen, auf die externe Quanteneffizienz AlGaN-basierter Metall-Halbleiter-Metall Photodetektoren untersucht. Dazu sind experimentell und rechnerisch ermittelte EQE-Spektren und EQE-Kennlinien miteinander verglichen worden, um die experimentellen Unterscheidungsmerkmale verschiedenartiger MSM PD zu interpretieren und anhand dessen ein nachvollziehbares Bild zur Funktionsweise AlGaN-basierter MSM PD zu generieren.

Ein Themenschwerpunkt dieser Arbeit war das im ersten Ergebnisteil besprochene Schwellen- und Sättigungsverhalten der EQE rückseitig bestrahlter Detektoren.
Für einen $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD mit 0,5 µm AlGaN-Absorberschichtdicke wurde im Sättigungsbetrieb, d. h. oberhalb von 30 V eine EQE von ca. 68 % erzielt, während die EQE desselben Detektors unter frontseitiger Bestrahlung bei einer Vorspannung von 50 V gerade einmal 10 % betrug. Dieses von der AlGaN-Absorberschichtdicke und der Spannung abhängige Verhalten konnte anhand von zweidimensionalen Drift-Diffusions-Rechnungen unter Berücksichtigung der spontanen und piezoelektrischen Polarisation sehr gut reproduziert werden. Aus der Analyse von 2D-Modelldaten konnte abgeleitet werden, dass sich photogenerierte Löcher am $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Übergang ansammeln und bei ausreichender Vorspannung über die Kathode abfließen. Damit wurde das gängige Verständnis von der Funktionsweise AlGaN-basierter MSM PD insofern erweitert, als dass sich neben dem spannungsabhängigen Schottky-Feld im Bereich der Kathode auch das lateral durchgängige Polarisationsfeld am AlGaN/AlN-Heteroübergang zur Erhöhung der Sammeleffizienz des Bauteils nutzen lässt.
Daran anknüpfend wurden im zweiten Ergebniskapitel Variationen der Epitaxiestruktur, der Elektrodengeometrie sowie des Metallisierungsschemas von $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD untersucht. Dabei stand insbesondere die Realisierung eines Detektors mit einer möglichst hohen EQE bei einer möglichst geringen Vorspannung im Vordergrund.
Durch die Reduktion der AlGaN-Absorberschichtdicke nimmt die Schwellen- bzw. Sättigungsspannung eines rückseitig bestrahlten MSM PD ab – für den in dieser Arbeit Dünnsten ($t_{abs} = 0{,}1$ µm) auf 7 V bzw. 10 V. Gleichzeitig limitieren jedoch Transmissionsverluste die Sättigungs-EQE auf einen Wert $\gtrsim 45$ %. Dafür liegt unterhalb der Schwelle nun eine EQE von bis zu 30 % vor, was nach Modellrechnungen durch die durchgängige Überlagerung der elektrischen Felder in den verschiedenen RLZ – der dünne, unbeleuchtete Absorber ist nun fast vollständig an Elektronen verarmt – und den dadurch stark reduzierten Rekombinationsverlust hervorgerufen wird.
Durch die Verwendung geometrisch asymmetrischer Elektrodenpaare, d. h. ein Elektrodenpaar besteht aus einer breiten und einer schmalen Elektrode, steigt die EQE unterhalb

der Schwellenspannung zusätzlich an, so dass beim dünnsten PD eine EQE von ca. 30 % bei nur noch 1 V erzielt wurde. Entsprechende Modellrechnungen zeigten hier, dass dies sowohl auf den verbreiterten Löchersammelbereich unter der breiteren Elektrode als auch auf die asymmetrische Feldverteilung im Absorber zurückzuführen ist.
Durch die Verwendung unterschiedlicher Metallisierungsschemata, d. h. die Prozessierung eines standardmäßigen Schottky-Typ Elektrodenkamms (Pt-basiert) sowie eines legierten Ohm-Typ Elektrodenkamms (Ni-basiert), wurde schließlich ein asymmetrischer MSM PD (a-MSM) mit einer endlichen EQE bei 0 V realisiert. Die Kombination aus Metallisierungsasymmetrie, dünnem Absorber, rückseitiger Bestrahlung und erhöhter Elektrodenpaardichte bewirkte dann die Maximierung der EQE bei 0 V auf einen Wert von 24 %.
Unter Hinzunahme der 2D-Modellrechnungen wurde das Bild der physikalischen Vorgänge innerhalb des Bauteils Stück für Stück erweitert und nachvollziehbare Werte für die wesentlichen Simulationsparameter abgeleitet.
Im letzten Ergebniskapitel wurden die Auswirkungen der Reduktion der Durchstoßversetzungsdichte im Absorbermaterial auf die Bauteilcharakteristika untersucht.
In den $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschichten auf epitaktisch lateral überwachsenem (ELO) AlN wird ein Großteil der neu entstehenden Durchstoßversetzungen innerhalb von ca. 1,4 µm Schichtdicke an internen verkippten AlGaN-Heterogrenzflächen ($\Delta x \sim 0,17$) eingesammelt. Dadurch ist die Versetzungsdichte gegenüber $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ auf planarem AlN zunächst um einen Faktor 1/4 reduziert.
Für ELO MSM PD mit einem 1,4 µm dünnen Absorber (1. Generation, ELO PD) wird allerdings ein spannungsabhängiger Injektionsmechanismus beim Dunkelstrom und ein spannungs-, leistungs- sowie temperaturabhängiger Verstärkungsmechanismus beim Photostrom beobachtet. Auf den experimentellen Daten aufbauend konnte ein phänomenologisches Modell entwickelt werden, das auf der Erhöhung der Rekombinationszeit durch Lochakkumulation an den Heteroübergängen basiert und sämtliche Messdaten, insbesondere die thermische Deaktivierung der Verstärkung, qualitativ sehr gut reproduziert.
Für ELO MSM PD mit einem ca. 4,4 µm dickem Absorber (2. Generation, ELOB PD) sind die internen Heterogrenzflächen dagegen tief unter den Elektroden vergraben und die Versetzungsdichte ist auf nur noch 1/6 gegenüber 1,4 µm dünnem, planarem $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ reduziert. Da nun keine Verstärkungseffekte beobachtet wurden, konnte der tatsächliche Einfluss der Versetzungsreduktion auf die Bauteilcharakteristika untersucht werden. Bei breiten Elektrodenabständen zeigte sich für solche ELOB PD ein deutlicher EQE-Zuwachs gegenüber planaren PD. Anhand eindimensionaler Gleichungen für Lochströme, denen ein aus der Literatur bekannter Zusammenhang zwischen Versetzungsdichte und Ladungsträgerlebensdauer zugrunde liegt, konnten diese experimentellen Ergebnisse schließlich ebenfalls mit sehr guter qualitativer Übereinstimmung bestätigt werden. Verglichen mit rückseitig bestrahlten planaren MSM PD können mit ELOB PD bisher allerdings nur vergleichsweise geringe EQE-Werte erreicht werden. Für einen signifikanten Effekt müsste die Versetzungsdichte im AlGaN um mindestens eine weitere Größenordnung verringert werden.
Schließlich wurde die experimentell beobachtete Anisotropie des Photostroms (bzw. der EQE) für MSM PD mit einer anisotrop inhomogenen Versetzungsdichte bei unterschiedlichen Elektrodenorientierungen anhand eines einfachen Modells diskutiert, das die Ver-

setzungsdichte des Materials mit dessen spezifischem Widerstand korreliert. Durch die parallele bzw. serielle Anordnung von damit verknüpften Widerständen im MSM⊥ bzw. MSM∥ PD zeigt sich der EQE-Unterschied $EQE_{\perp}/EQE_{\parallel}$ am deutlichsten für ein gleiches Flächenverhältnis dieser Bereiche zueinander sowie für einen hohen Unterschied der spezifischen Widerstände. Das Modell liefert hier eine sehr gute Reproduzierbarkeit der experimentellen Daten eines ELOB PD.

Fazit Die Verschiedenartigkeit aller Ergebnisse ergibt ein breites Spektrum an Anwendungsmöglichkeiten für die hier untersuchten AlGaN/AlN MSM PD. Hierbei ist zunächst entscheidend, ob eine Versorgungsspannung zum Betrieb des MSM PD zur Verfügung steht oder nicht. Beispielsweise lässt sich mit einem ELO MSM PD der ersten Generation im Verstärkungsmodus, also bei Spannungen oberhalb von 10 V bis 20 V, eine sehr geringe Lichtleistung linear nachweisen. Bei geringeren Versorgungsspannungen können dagegen rückseitig bestrahlte MSM PD eingesetzt werden, wobei die Absorberschichtdicke einerseits die Schwellenspannung und die spektrale Form der EQE bestimmt, andererseits jedoch auch das Transmissionsvermögen des Detektors festlegt. EQE-Werte von einigen 10 % können allerdings mit geometrisch asymmetrischen MSM PD geringer Absorberschichtdicke bei sehr geringen Spannungen von z. B. 1 V erzielt werden. Steht keine Versorgungsspannung zur Verfügung, lassen sich schließlich die a-MSM PD mit einer EQE von bis zu 24 % bei 0 V ausnutzen.

Ausblick Die im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Ergebnisse zeigen, dass vergleichsweise einfach herstellbare AlGaN MSM PD auf planaren AlN/Saphir Templates unter RS-Bestrahlung trotz einer hohen Durchstoßversetzungsdichte eine hohe EQE liefern können. Zudem lässt sich die Vorspannung durch eine geeignete Kombination aus Schichtstruktur, Elektrodengeometrie und Metallisierungsschema sogar bis auf 0 V reduzieren. Grundlegend hierfür sind dabei die Eigenschaften der AlGaN-Oberfläche sowie der AlGaN/AlN-Grenzfläche. Diesbezüglich soll hier für zukünftige Untersuchungen Nitrid-basierter MSM Photodetektoren festgehalten werden, dass durch (1) eine Passivierung der Oberfläche und (2) das Vergraben der Si-Kontamination am AlGaN/AlN-Heteroübergang grundlegende Veränderungen der Bauteilcharakteristika hervorgerufen werden können.
Eine geeignete Passivierung der Oberfläche ist aus Gründen der Langzeitstabilität des Bauteils im Betrieb generell unverzichtbar. Dabei spielen sowohl die Wahl des Materials (z. B. SiO_2 oder Al_2O_3) als auch dessen Materialqualität und -homogenität – insbesondere am Übergang zum AlGaN – eine wichtige Rolle. Neben einer Auswirkung auf Dunkelstrompfade zwischen den Elektroden muss zudem die elektrische Auswirkung der Passivierungsschicht auf die RLZ an der AlGaN-Oberfläche eingehend untersucht werden. Ein Sinken der Schwellenspannung durch Vergraben der Si-Kontamination am AlGaN/AlN-Übergang wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit anhand von Simulationsrechnungen vorausgesagt. Hierfür muss also zunächst ein experimenteller Nachweis erbracht werden. Da sich im Idealfall einer möglichst perfekten Grenzfläche ein 2-dimensionales Löchergas ausbildet, ist hier ebenfalls mit weiteren Auswirkungen, z. B. auf die Dunkelstromcharakteristik oder die Modulationseigenschaften des MSM PD, zu rechnen.

Anhang A.

Konstanten, Parameter und Ableitungen

A.1. Konstanten und Parameter

Tabelle A.1.: Nützliche physikalische Konstanten (aus Ref. [165]).

Name	Formelzeichen	Wert	Einheit
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	c_0	$2,99792458 \times 10^{8}$	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
Influenzkonstante	ε_0	$8,854187817 \times 10^{-12}$	$\mathrm{A\,s\,V^{-1}\,m^{-1}}$
Boltzmann-Konstante	k_B	$1,38065 \times 10^{-23}$	$\mathrm{J\,K^{-1}}$
Elementarladung	e	$1,60217646 \times 10^{-19}$	C
Ruhmasse des Elektrons	m_0	$9,1093819 \times 10^{-31}$	kg
Planck-Konstante	h	$6,6260688 \times 10^{-34}$	$\mathrm{J\,s}$

Tabelle A.2.: Materialkonstanten des $Al_xGa_{1-x}N$-Halbleitersystems. Werte für GaN und AlN sind den Tabellen aus Ref. [120, S. 1541ff] entnommen. Für $x = 0,25$ und 0,5 wurde überwiegend linear interpoliert – außer für E_g.

Bezeichnung	Formelzeichen	Einheit	GaN	$Al_{0,25}Ga_{0,75}N$	$Al_{0,5}Ga_{0,5}N$	AlN
effektive Elektronenmasse	m_n^*	m_0	0,20	0,23	0,26	0,31
effektive Löchermasse	m_p^*	m_0	1,00	0,85	0,71	0,42
Bandlückenenergie (0 K)	E_g	eV	3,51	–	–	6,23
Varshni-Parameter	α	$\mathrm{meV\,K^{-1}}$	0,909	–	–	1,799
Varshni-sParameter	β	K	830	–	–	1462
Bandlückenenergie (300 K)	E_g	eV	3,43	3,87	4,46	6,14
Permittivität	ε_S	ε_0	8,9	8,8	8,7	8,5
Gitterkonstante	a_0	Å	3,189	3,170	3,151	3,112
Elastische Konstante (z)	C_{33}	GPa	392	390	387	382
Elastische Konstante (x,y)	C_{13}	GPa	100	107	114	127
Piezoelektrische Konstante (z)	e_{33}	$\mathrm{C\,m^{-2}}$	1,27	1,40	1,53	1,79
Piezoelektrische Konstante (x,y)	e_{31}	$\mathrm{C\,m^{-2}}$	-0,35	-0,39	-0,43	-0,50
Spontane Polarisation	P_{SP}	$\mathrm{C\,m^{-2}}$	-0,029	-0,042	-0,055	-0,081

Hier werden die Proben tabellarisch detailliert aufgelistet.

A.2. Probendaten

Tabelle A.3.: Übersicht der planaren Proben (Dickenserie) für die Experimente zur front- und rückseitigen Bestrahlung von MSM PD (Kapitel 3 und 4). Die Abkürzungen *ssp* und *dsp* bedeuten *single side polished* und *double side polished*.

	Absorber		
Probe	x_{Al}	t_{abs} (µm)	Template
M0805-6	0,48	1,3	AlN(500 nm) auf AlN(25 nm)/ssp-Saphir
M1285-2	0,49	0,5	AlN(500 nm) auf AlN(25 nm)/dsp-Saphir
M1288-3	0,51	0,3	AlN(500 nm) auf AlN(25 nm)/dsp-Saphir
M1288-4	0,51	0,3	AlN(500 nm) auf AlN(25 nm)/dsp-Saphir
M1288-5	0,51	0,3	AlN(500 nm) auf AlN(25 nm)/dsp-Saphir
M1289-3	0,51	0,3	$Al_{0,5}Ga_{0,5}N$(25 nm)/dsp-Saphir
M1286-3	0,50	0,1	AlN(500 nm) auf AlN(25 nm)/dsp-Saphir

Tabelle A.4.: Übersicht der ELO Proben (1. und 2. Generation) für die Experimente zur Auswirkung einer Versetzungsreduktion auf die EQE eines MSM PD (Kapitel 5). Die Abkürzung *pss* bedeutet *patterned sapphire substrate*, meint hier allerdings ein oberflächenstrukturiertes AlN/Saphir-Template.

	Absorber		Template		
Probe	x_{Al}	t_{abs} (nm)	Typ	Struktur	Fehlschnitt
1.Generation					
M0561-3	0,4	1400	planar	AlN(500 nm)/Saphir	0,25° <a>
M0561-4	0,4	1400	ELO	ELO-AlN(7000 nm)auf pss[AlN(500 nm)/Saphir]	0,25° <m>
E3950-3B	0,5	1280	ELO	ELO-AlN(4420 nm) auf pss[AlN(530 nm)/Saphir]	0,25° <m>
E3940-3D	0,9	750	ELO	ELO-AlN(4420 nm) auf pss[AlN(530 nm)/Saphir]	0,25° <m>
E3872-1C	–	–	ELO	ELO-AlN(4420 nm) auf pss[AlN(530 nm)/Saphir]	0,25° <m>
1. und 2. Generation					
M0957-2A	0,41	1440	planar	AlN(525 nm)/Saphir	0,25° <m>
M0957-6D	0,41	1440	ELO	ELO-AlN(6025 nm) auf pss[AlN(500 nm)/Saphir]	0,25° <m>
M0957-8A	0,41	1440	ELO-B	$11\times[Al_{0.43}Ga_{0.57}N(250\,nm)/AlN(15\,nm)]$ auf ELO-AlN(4900 nm) auf pss[AlN(500 nm)/Saphir]	0,15° <m>

A.3. Halbleiter-Gleichungen

Im Folgenden werden die sog. Halbleitergleichungen schematisch abgeleitet, die im Rahmen dieser Arbeit zur Bestimmung des elektrischen Verhaltens von Photodetektoren dienen. Genauere Ausführungen hierzu können z. B. in Ref. [166, 167, 168] oder [94] nachvollzogen werden.

Der Ausgangspunkt ist die grundlegende (hier: 1-dimensionale) Poisson-Gleichung

$$\varepsilon_0 \cdot \partial_x\big(\varepsilon_\mathrm{S}(x) \cdot \partial_x\phi(x)\big) = -\rho(x) = -\varepsilon_0 \cdot \partial_x\big(\varepsilon_\mathrm{S}(x) \cdot F(x)\big), \tag{A.1}$$

die eine gegebene räumliche Ladungsverteilung $\rho(x)$ mit dem elektrostatischen Potential $\phi(x)$ bzw. mit der elektrischen Feldstärke $F(x) = -\partial_x\phi(x)$ im Halbleiterbauteil, dessen lokale Permittivität durch $\varepsilon_0\varepsilon_\mathrm{S}(x)$ gegeben ist, verknüpft (∂ meint hierbei die partielle Ableitung).

Dazu kommen nun die (1-dimensionalen) Kontinuitätsgleichungen für freie Elektronen und Löcher

$$\partial_t n(x,t) = +1/e \cdot \partial_x J_n(x,t) + \big(G(x,t) - R_n(x,t)\big) \tag{A.2}$$

$$\partial_t p(x,t) = -1/e \cdot \partial_x J_p(x,t) + \big(G(x,t) - R_p(x,t)\big), \tag{A.3}$$

die zwischen den Trägerdichten n bzw. p und den Generations- G und Rekombinationsraten R sowie den Stromdichten J_n bzw. J_p am Ort x im Halbleiter zur Zeit t bilanzieren. Unter Vernachlässigung von Temperaturgradienten lassen sich die Stromdichten bei nicht zu hohen Ladungsträgerdichten durch das 1. Moment der Geschwindigkeitsverteilung $f(v,x)$

$$J(x) = e\int v f(v,x)\mathrm{d}v \tag{A.4}$$

unter Verwendung der Boltzmann-Transport Gleichung in der Relaxationszeitnäherung

$$\frac{eF}{m^*} \cdot \partial_v f(v,x) + v \cdot \partial_x f(v,x) = \frac{f_0 - f(v,x)}{\tau} \tag{A.5}$$

mit einer Gleichgewichtsverteilung f_0 und der Relaxationszeit τ zu den sog. Drift-Diffusions-Stromgleichungen

$$J_n(x,t) = e\mu_n n(x,t) \cdot F(x,t) + eD_n \cdot \partial_x n(x,t) \tag{A.6}$$

$$J_p(x,t) = e\mu_p p(x,t) \cdot F(x,t) - eD_p \cdot \partial_x p(x,t) \tag{A.7}$$

nähern. Hierbei wurden die Beweglichkeiten $\mu = e\tau/m^*$ sowie die Diffusionskonstanten $D = \mu \cdot k_\mathrm{B}T/e$ (Einstein-Relation) der Ladungsträger eingeführt und deren mittleres Geschwindigkeitsquadrat $\langle v^2\rangle$ durch einen mittleren Gleichgewichtswert $k_\mathrm{B}T/m^*$ (1D) genähert.

Für einfache elektro-optische Fragestellungen lassen sich aus den Halbleitergleichungen (A.1), (A.2), (A.3), (A.6) und (A.7) näherungsweise Lösungen für den stationären Fall $\partial_t n = \partial_t p = 0$ bestimmen.

A.4. Schottky-Näherung

Die Schottky-Näherung erweist sich als sehr nützlich für die Ableitung analytischer Ausdrücke der elektrischen Eigenschaften des Schottky-Kontakts. Den folgenden Zusammenhängen liegt das in Abbildung A.1 a gezeigte Koordinatensystem zu Grunde. Hier liegt die Kontaktfläche A des Metall/Halbleiter-Übergangs in der yz-Ebene und befindet sich bei $x = 0$.

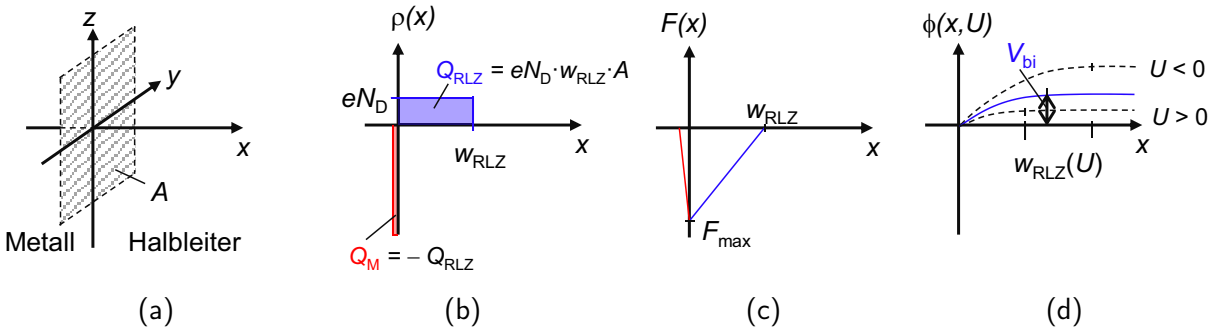


Abbildung A.1.: Zur Erläuterung der Schottky-Näherung. (a) Koordinatensystem: Metall ($x < 0$), Halbleiter ($x \geq 0$) – Kontaktfläche A ist ebenfalls angedeutet. (b) – (d): Eindimensionale Verläufe der Ladungsdichte $\rho(x)$, des elektrischen Feldes $F(x)$ sowie des elektrostatischen Potentials $\phi(x, U)$. (vgl. Text)

In der Schottky-Näherung (auch: Verarmungsnäherung) wird ein abrupter Übergang der Dichte ionisierter Störstellen N_D^+ auf den Wert Null in einer festen Entfernung w_{RLZ} zum Metall/Halbleiter-Übergang zu Grunde gelegt (s. Abb A.1 b). Dies ist insbesondere dann gut erfüllt, wenn der Donator vollständig ionisiert ist ($N_D^+ \approx N_D$).
Die Ladungsdichte $\rho(x)$ lässt sich dann im Halbleiter stückweise definieren

$$\rho(x) = \begin{cases} e \cdot N_D & , \ 0 \leq x < w_{RLZ} \\ 0 & , \ x \geq w_{RLZ}. \end{cases} \tag{A.8}$$

Die positive Ladung Q_{RLZ} in der Raumladungszone (RLZ) des Halbleiters wird von einer entsprechenden negativen Ladung Q_M auf der Metallseite ausbalanciert. Das dadurch entstehende elektrische Feld wird im Metall allerdings auf sehr kurzer Distanz zum Übergang vollständig abgeschirmt (s. Abb A.1 c). Im Halbleiter lässt sich sein Verlauf $F(x)$ anhand der Poisson-Gl. (A.1) bestimmmen zu

$$F(x) = \begin{cases} -\frac{e \cdot N_D}{\varepsilon_S} \cdot (w_{RLZ} - x) & , \ 0 \leq x < w_{RLZ} \\ 0 & , \ x \geq w_{RLZ}, \end{cases} \tag{A.9}$$

wobei ε_S die Permittivität des Halbleiters ist. Das elektrische Feld verläuft demnach linear innerhalb der RLZ von $F_{max} = -e \cdot N_D \cdot w_{RLZ}/\varepsilon_S$ bei $x = 0$ auf Null bei $x = w_{RLZ}$.
Die Integration von Gl. (A.9) führt schließlich auf den Verlauf des elektrostatischen Potentials

$$\phi(x) = \frac{e \cdot N_D}{2\varepsilon_S} \cdot (w_{RLZ}^2 - (w_{RLZ} - x)^2), \tag{A.10}$$

der in Abbildung A.1 d skizziert ist. Zwischen der Kontaktstelle bei $x = 0$ und dem Rand der RLZ bei w_{RLZ} besteht im thermischen Gleichgewicht eine eingebaute Potentialdifferenz V_{bi}, die auch Kontakt- oder Diffusionsspannung genannt wird. Durch Anlegen einer äußeren positiven (negativen) Spannung U am Metall wird diese Potentialbarriere für den Elektronenabfluss aus dem Halbleiter in das Metall abgebaut (erhöht) wodurch die Weite der RLZ abnimmt (zunimmt).
Für die Spannungsabhängigkeit der Weite der RLZ ergibt sich dann aus Gl. (A.10) mit den Randbedingungen $\phi(0) = 0$ und $\phi(w_{\mathrm{RLZ}}) = V_{\mathrm{bi}} - U$

$$w_{\mathrm{RLZ}}(U) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{\mathrm{S}}}{eN_{\mathrm{D}}}\,(V_{\mathrm{bi}} - U)} \tag{A.11}$$

und nach Gl. (A.9) folgt hieraus ebenfalls eine wurzelförmige Spannungsabhängigkeit der elektrischen Feldstärke am Metall/Halbleiter-Übergang

$$|F_{\mathrm{max}}(\,U)| = \sqrt{\frac{2eN_{\mathrm{D}}}{\varepsilon_{\mathrm{S}}} \cdot (V_{\mathrm{bi}} - U)}. \tag{A.12}$$

Eine faktorielle Änderung m der Dotierkonzentration $N_{\mathrm{D}} \to m \cdot N_{\mathrm{D}}$ wirkt sich auf w_{RLZ} und F_{max} also in entgegengesetzter Weise aus.

A.5. Ableitung: EQE vs. Versetzungsdichte

Nachfolgend wird ein analytischer Zusammenhang zwischen der EQE eines MSM PD und der Versetzungsdichte TDD in dessen Absorberschicht abgeleitet.
Ausgangspunkt hierfür sind die Halbleitergleichungen (A.1) bis (A.7), angewendet auf die in Abbildung 5.24 a gezeigte Einheitszelle eines MSM PD. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein stark vereinfachtes Modell entwickelt, das einer Reihe von Näherungen unterliegt:

1. Betrachtet wird nur die photoinduzierte Löcherstromdichte. Damit reduziert sich der Satz von Gleichungen auf (A.1), (A.3) und (A.7).

2. Es werden nur Driftströme in der RLZ ($\rightarrow \partial^2_{xx}p = \partial_x p = 0$) bzw. nur Diffusionsströme in der LFZ ($\rightarrow \partial_x F = F = 0$) betrachtet.

3. Die Dichten photogenerierter Löcher und Elektronen sind überall gleich ($n = p$).

4. Für die Hintergrundelektronendichte n_0 gelte

$$n_0 = 0 \quad \text{in der RLZ} \qquad n_0 = N_\mathrm{D} \quad \text{in der LFZ.} \tag{A.13}$$

5. Die intrinsische Ladungsträgerkonzentration wird vernachlässigt $n_\mathrm{i} = 0$.

6. Es gibt keine beabsichtigte Akzeptordotierung $N_\mathrm{A} = 0$.

7. Die (spannungsabhängige) Ausdehnung w_U der RLZ wird durch deren Verhalten im unbeleuchteten Fall genähert. Insbesondere gilt dann nach den Gln. (A.11) und (A.12) der Zusammenhang

$$w_U = |F_\mathrm{max}| \cdot \frac{\varepsilon_\mathrm{S}}{eN_\mathrm{D}}. \tag{A.14}$$

8. Es herrsche eine homogene Photogenerationsrate im Absorber der Dicke y vor

$$G_\mathrm{opt} = T_\mathrm{opt} \cdot \frac{P_\mathrm{opt}}{E_\mathrm{opt}} \cdot \frac{1}{L \cdot y \cdot (s_\mathrm{El} + w_\mathrm{El})}, \tag{A.15}$$

   wobei $P_\mathrm{opt}/L(s_\mathrm{El} + w_\mathrm{El})$ gerade die senkrecht auf die Einheitszelle auftreffende optische Intensität darstellt.

Damit können zunächst Ausdrücke für die Löcherstromdichten J_p1 in der RLZ bzw. J_p2 in der LFZ abgeleitet werden. Ausgangsgleichung für beide Ausdrücke ist jeweils die eindimensionale Kontinuitätsgleichung

$$\partial_t p = D_p(\partial^2_{xx}p) - \mu_{p0}\big(F \cdot (\partial_x p) + p \cdot (\partial_x F)\big) + G_\mathrm{opt} - R_\mathrm{SRH}, \tag{A.16}$$

D_p: Diffusionskonstante der Löcher ($= \mu_\mathrm{p0} \cdot k_\mathrm{B}T/e$), p: freie Löcherkonzentration, μ_{p0}: Löcherbeweglichkeit, F: elektrische Feldstärke, G_opt: Photogenerationsrate, R_SRH: SRH-Rekombinationsrate

als Bestimmungsgleichung für die Löcherdichten, welche sich unter Berücksichtigung von $F = -\nabla\phi$ durch Einsetzen von Gl. (A.7) in (A.3) ergibt.

Driftstromdichte J_{p1} in der RLZ Durch die Annahmen 3, 4 und 5 vereinfacht sich die SRH-Rekombinationsrate nach Gl. (1.27) in der RLZ zu

$$R_{\mathrm{SRH}} \approx \frac{p}{\tau_n + \tau_p}. \tag{A.17}$$

Wegen der Annahme 2 ergibt die Kontinuitätsgleichung (A.16) für den Gleichgewichtsfall ($\partial_t p = 0$) nun eine Bestimmungsgleichung für die Löcherkonzentration p

$$0 = -\mu_{\mathrm{p0}}(\partial_x F) \cdot p + G_{\mathrm{opt}} - \frac{p}{\tau_n + \tau_p}. \tag{A.18}$$

Wird die Poisson-Gleichung A.1 ausgenutzt ($\rightarrow \partial_x F \approx eN_{\mathrm{D}}/\varepsilon_{\mathrm{S}}$), ergibt sich nach Umstellen von (A.18) schließlich

$$p = \frac{G_{\mathrm{opt}}}{(\tau_n + \tau_p)^{-1} + \mu_{\mathrm{p0}} eN_{\mathrm{D}}/\varepsilon_{\mathrm{S}}}. \tag{A.19}$$

Da die Dimension von $\varepsilon_{\mathrm{S}}/(\mu_{\mathrm{p0}} eN_{\mathrm{D}})$ einer Zeit entspricht, wird dieser Term als die Transitzeit t_{tr} der Löcher in der RLZ aufgefasst. Damit wird die Löcherstomdichte nach Gl. (A.7) in der RLZ zu

$$J_{\mathrm{p1}}(0) = \frac{eG_{\mathrm{opt}}\mu_{\mathrm{p0}}F}{(\tau_n + \tau_p)^{-1} + t_{\mathrm{tr}}^{-1}} \approx \frac{eG_{\mathrm{opt}}w_U}{1 + t_{\mathrm{tr}}/(\tau_n + \tau_p)} = eG_{\mathrm{opt}}w_U \cdot \beta, \tag{A.20}$$

wobei für die elektrische Feldstärke $F(x = 0) = |F_{\mathrm{max}}|$ gilt und die Annahme 7 verwendet wurde. Der Faktor β in Gl. (A.20) enthält damit die Abhängigkeit der Löcherstromdichte J_{p1} von der Versetzungsdichte TDD, da die Ladungsträgereinfangzeiten τ_n und τ_p nach Gl. (1.30) in etwa $\propto TDD^{-1}$ sind. Da die Rekombination innerhalb der RLZ häufig vernachlässigt wird, stellt dieser Ausdruck eine, wenn auch stark genäherte, Erweiterung der üblichen Ableitungen zu Photoströmen in Schottky-Typ PD dar. Solange $t_{\mathrm{tr}} \ll (\tau_n + \tau_p)$ ist, bleibt $\beta = 1$ und Gl. (A.20) beschreibt das häufig abgeleitete Verhalten eines Schottky-PD oder MSM PD unterhalb der Durchreichspannung.

Diffusionsstromdichte J_{p2} in der LFZ Durch die Annahmen 3, 4 und 5 wird die SRH-Rekombinationsrate nach Gl. (1.27) in der LFZ zu

$$R_{\mathrm{SRH}} \approx \frac{(p + N_{\mathrm{D}}) \cdot p}{\tau_n \cdot p + \tau_p \cdot (p + N_{\mathrm{D}})} = \frac{(p + N_{\mathrm{D}})}{\tau_n + \tau_p \cdot (1 + N_{\mathrm{D}}/p)} \tag{A.21}$$

$$\overset{p \ll N_{\mathrm{D}}}{\approx} \frac{N_{\mathrm{D}}}{\tau_n + \tau_p \cdot N_{\mathrm{D}}/p} \overset{\tau_n \ll \tau_p \cdot N_{\mathrm{D}}/p}{\approx} \frac{p}{\tau_p}. \tag{A.22}$$

Wegen der Annahme 2 ergibt die Kontinuitätsgleichung (A.16) für den Gleichgewichtsfall ($\partial_t p = 0$) nun eine Differentialgleichung (DGL) zweiter Ordnung als Bestimmungsgleichung für die Löcherkonzentration p

$$0 = \partial_{xx}^2 p - \frac{p}{L_p^2} + \frac{G_{\mathrm{opt}}}{D_p} \tag{A.23}$$

mit der Löcherdiffusionslänge $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$. Die Lösung dieser inhomogenen DGL ist

$$p(x) = A \cdot \exp(x/L_p) + B \cdot \exp(-x/L_p) + L_p^2/D_p \cdot G_{\mathrm{opt}} \tag{A.24}$$

mit den konstanten Koeffizienten

$$A = -\frac{G_{\mathrm{opt}} L_p}{D_p} \cdot \frac{\beta \cdot L_p \cdot \exp\left(\frac{w_U}{L_p}\right) + f \cdot \exp\left(\frac{s_{\mathrm{El}}}{L_p}\right)}{\exp\left(\frac{2w_U}{L_p}\right) + \exp\left(\frac{2s_{\mathrm{El}}}{L_p}\right)} \tag{A.25}$$

$$B = \frac{G_{\mathrm{opt}} L_p}{D_p} \cdot \frac{f \cdot \exp\left(\frac{s_{\mathrm{El}}}{L_p}\right) - \beta \cdot L_p \cdot \exp\left(\frac{2s_{\mathrm{El}} - w_U}{L_p}\right)}{\left(\exp\left(\frac{2s_{\mathrm{El}} - 2w_U}{L_p}\right) + 1\right)}, \tag{A.26}$$

die – in Anlehnung an die Ausführungen von Liou und Nabet [96] – unter den Bedingungen

$$p(w_U) = 0 \quad \text{und} \quad -eD_p(\partial_x p)_{s_{\mathrm{El}}} = eG_{\mathrm{opt}} f \tag{A.27}$$

abgeleitet wurden. Die erste Bedingung drückt aus, dass aufgrund des elektrischen Feldes am Schottky-Kontakt keine Löcher mehr am Rand der RLZ vorhanden sind. Die zweite Bedingung sorgt für die Kontinuität eines von $x = s_{\mathrm{El}}$ aus in Richtung RLZ fließenden Diffusionsstromes bei einer effektiv kleineren Diffusionslänge $f < L_p$ (asymmetrische Feldprofile). Unter Berücksichtigung der Konstanten (A.25) und (A.26) in der Lösung (A.24) wird die Löcherstromdichte nach Gl. (A.7) in der LFZ zu

$$J_{\mathrm{p2}}(0) = \Big(-eD_p \cdot \big(\partial_x p(x)\big)_{w_U} \Big) \cdot \beta \tag{A.28}$$

$$= -eG_{\mathrm{opt}} \beta \cdot \frac{L_p \cdot \left(\exp\left(\frac{2s_{\mathrm{El}}}{L_p}\right) - \exp\left(\frac{2w_U}{L_p}\right)\right) - 2f \cdot \exp\left(\frac{w_U + s_{\mathrm{El}}}{L_p}\right)}{\exp\left(\frac{2w_U}{L_p}\right) + \exp\left(\frac{2s_{\mathrm{El}}}{L_p}\right)}. \tag{A.29}$$

Dieser Strombeitrag wurde hier allerdings um die SRH-Rekombination der Löcher an Versetzungen auf deren Weg vom Rand der RLZ ($x = w_U$) bis zur Kathode ($x = 0$) durch die Multiplikation mit β korrigiert (s. Gl. (A.20). Unter Ausnutzung von $2a = a + b - (b - a)$ lassen sich die entsprechenden Exponentialterme in Gleichung A.29 in die Form $\exp(2a) = \exp(a + b) \cdot \exp(a - b)$ bringen, so dass schließlich

$$J_{\mathrm{p2}}(0) = -eG_{\mathrm{opt}} \beta \cdot \frac{L_p \cdot \left(\exp\left(\frac{s_{\mathrm{El}} - w_U}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{s_{\mathrm{El}} - w_U}{L_p}\right)\right) - 2f}{\exp\left(\frac{s_{\mathrm{El}} - w_U}{L_p}\right) + \exp\left(-\frac{s_{\mathrm{El}} - w_U}{L_p}\right)} \tag{A.30}$$

$$= -eG_{\mathrm{opt}} \beta \cdot L_p \cdot \tanh\left(\frac{s_{\mathrm{El}} - w_U}{L_p}\right) - 2f \cosh^{-1}\left(\frac{s_{\mathrm{El}} - w_U}{L_p}\right) \tag{A.31}$$

$$\overset{f \to 0}{\approx} -eG_{\mathrm{opt}} \beta \cdot L_p \cdot \tanh\left(\frac{s_{\mathrm{El}} - w_U}{L_p}\right) \tag{A.32}$$

wird, wenn Diffusionsströme in der Nähe der Anode vernachlässigt werden ($f \to 0$).

Verzeichnisse

Tabellenverzeichnis

3.1. Simulationsparameter für die EQE-Kennlinien des 0,5 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N/AlN$ MSM PD 61

A.1. Nützliche physikalische Konstanten. 138
A.2. Materialkonstanten des $Al_xGa_{1-x}N$-Halbleitersystems. 139
A.3. Übersicht der planaren Proben (Dickenserie) für die Experimente zur front- und rückseitigen Bestrahlung von MSM PD (Kapitel 3 und 4) 140
A.4. Übersicht der ELO Proben (1. und 2. Generation) für die Experimente zur Auswirkung einer Versetzungsreduktion auf die EQE eines MSM PD (Kapitel 5) 141

Abbildungsverzeichnis

1.1. Bandstruktur von GaN in 1. BZ, Aufhebung der Entartung der VB-Zustände und Dispersionsrelation in der Nähe des Γ-Punktes 5
1.2. Komponenten der Polarisation in $Al_xGa_{1-x}N$-Schichten auf GaN bzw. AlN. 7
1.3. Berechnete Komponenten der Polarisation in $Al_xGa_{1-x}N$-Schichten auf GaN bzw. AlN. 8
1.4. Zur Erläuterung der Ionisierung von Störstellen. 10
1.5. Zur Veranschaulichung der Rekombination an Durchstoßversetzungen. . . 14
1.6. Zur Erläuterung der unterschiedlichen Rekombinationsraten. 16
1.7. Querschnitts- und Draufsichtsskizzen des Aufbaus eines MSM PD 17
1.8. Zustandekommen des Schottky-Kontakts und Spannungsabhängigkeit der Weite der RLZ sowie des maximalen Feldstärkebetrages. 18
1.9. Fermi-Level-Pinning an der Halbleiteroberfläche und Barrier-Lowering am Schottky-Kontakt. 19
1.10. Zur Erläuterung des Stromtransports am rückwärtsgepolten Schottky-Kontakt. 21
1.11. Zum Dunkelstromverhalten einer MSM-Struktur. 22
1.12. Zum Photostromverhalten einer MSM-Struktur. 23
1.13. Zur Ableitung der EQE frontseitig und rückseitig bestrahlter MSM PD. . 26

2.1. Schematische Darstellung der Epitaxie-Prozesse zur Herstellung AlGaN-basierter MSM PD am FBH. 29
2.2. Elektroden-Design eines symmetrischen und eines asymmetrischen MSM PD. 31
2.3. Schematischer Ablauf der Prozessierung von MSM PD mittels Kontaktlithographie. 32
2.4. Lichtmikroskopische Aufnahme des Elektroden-Designs eines a-MSM PD. 32
2.5. Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für die Photostrom-Spektroskopie am FBH. 35
2.6. Zur Erläuterung des Transienten-Messmodus am PCS-Messplatz. 37
2.7. Aufnahme von Photostrom-Spektren und Strom-Spannungs-Kennlinien am PCS-Messplatz. 38
2.8. Strom-Leistungs-Kennlinie eines MSM PD und Schema zur Probenjustage. 39
2.9. Zur Leistungskalibrierung des PCS-Messplatzes. 40
2.10. Beschreibung der Simulations-Einheitszelle. 43
2.11. Zur Diskussion der Schottky-Barrierenhöhe und der Polarisationsladung. . 44
2.12. Zur Diskussion der Ladungsträgermobilität. 46
2.13. Zur Diskussion der Photogenerationsrate in $Al_xGa_{1-x}N$. 47

2.14. Zur Diskussion der SRH-Rekombination in GaN. 48

3.1. EQE-Spektren frontseitig bestrahlter $Al_xGa_{1-x}N$/AlN MSM PDs für verschiedene x_{Al}. 51
3.2. Zur Veranschaulichung des Franz-Keldysh-Effekts. 52
3.3. Zur Bestimmung der optischen Konstanten von $Al_xGa_{1-x}N$. 54
3.4. EQE-Kennlinien (Messung und 1D-Modell) sowie Skizzen eines $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD mit $t_{abs} = 0{,}5\,\mu m$ unter FS- und RS-Bestrahlung. 56
3.5. EQE-Spektren eines AlGaN/AlN MSM PD unter frontseitiger und rückseitiger Bestrahlung. 58
3.6. Zur Erläuterung des EQE-Spektrums eines RS-bestrahlten MSM PD (1D-Modell). 59
3.7. EQE-Kennlinien eines $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD mit 0,5 µm dickem Absorber der Probe M1285-2 (Messung und 2D-Modellierung). 62
3.8. 2D-Simulationsdaten für den 0,5 µm dicken MSM PD unter RS-Bestrhlung. 63
3.9. Zur Justage der Flächenladungsdichten am Luft/$Al_{0,5}Ga_{0,5}N$- bzw. $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN-Übergang 64
3.10. 2D-Simulationsdaten für den 0,5 µm dicken MSM PD unter FS- und RS-Bestrhlung. 66

4.1. EQE-Kennlininien und Konturplots der elektrischen Feldstärke im MSM PD unterschiedlicher AlGaN-Schichtdicke. 70
4.2. Zur Erläuterung des Einflusses der Löcherdiffusionslänge L_p im Drift-Diffusions-Modell. 72
4.3. Spektrale EQE von $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD mit 0,1 µm dicker Absorberschicht unter FS- und RS-Bestrahlung und Dunkelstrom-Kennlinien von $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$/AlN MSM PD der Probenserie M128x-y mit Absorberschichtdicken zwischen 1,4 µm und 0,1 µm. 73
4.4. SIMS-Profile und geschätzte Ionisierungsgrade für Si, C und O in der Probe M1288-4. 75
4.5. Zur Abschätzung der Ionisierungsgrade von Silizium (Si) und Sauerstoff (O) als Donatoren bzw. Kohlenstoff (C) als Akzeptor. 76
4.6. Zur Berücksichtigung der Si-Kontamination im Rechenmodell. 77
4.7. Experimentelle Charakteristika von 0,3 µm dicken $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD mit bzw. ohne AlN-Pufferschicht. 79
4.8. SIMS-Profile für Si, C und O in der Probe M1289-2 (ohne AlN-Puffer). . . 81
4.9. Einfluss des Elektrodenabstands auf die EQE frontseitig bestrahlter AlGaN/AlN MSM PD. 83
4.10. EQE-Kennlinien von symmetrischen FS- und RS-bestrahlten MSM PD der Motive M1 und M5 sowie deren EQE-Verhältnis. 83
4.11. EQE-Kennlinien von symmetrischen RS-bestrahlten MSM PD der Motive M1 und M5 sowie deren EQE-Verhältnis für verschiedene Absorberschichtdicken. 85

4.12. EQE-Kennlinien von FS- und RS-bestrahlten MSM PD der Motive M4 (asymmetrisch) und M5 (symmetrisch) sowie deren EQE-Verhältnis. . . . 86
4.13. EQE-Kennlinien von FS- und RS-bestrahlten MSM PD der Motive M4 (asymmetrisch) und M5 (symmetrisch) sowie deren EQE-Verhältnis für verschiedene Absorberschichtdicken. 87
4.14. Zur Erläuterung der Kennlinienasymmetrie des asymmetrischen M4-PD ($t_{\mathrm{abs}} = 0{,}5\,\mu\mathrm{m}$) 89
4.15. Zur Erläuterung der Kennlinienasymmetrie des dünnen asymmetrischen M4-PD ($t_{\mathrm{abs}} = 0{,}1\,\mu\mathrm{m}$) 90
4.16. Symmetrisches (MSM) und asymmetrisches (a-MSM) Leitungsbandprofil und Skizze a-MSM. 91
4.17. Strom-Spannungs- bzw. Strom-Leistungs-Kennlinien des 0,3 µm dicken a-MSM PD. 92
4.18. Charakteristika von 0,1 µm dünnen a-MSM PD mit unterschiedlichen Motiven unter rückseitiger Bestrahlung. 94

5.1. EQE-Spannungs-Kennlinien von planaren und ELO $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ MSM PD. 97
5.2. Illustration der Epitaxiestruktur der hier untersuchten planaren, ELO und ELOB Proben. 98
5.3. AFM-Aufnahmen und 1D-Linienprofile von planaren und ELO AlN- bzw. $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Oberflächen. 99
5.4. Ergebnisse der REM/CL-Untersuchung der $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschicht auf planarem AlN-Template. 100
5.5. Ergebnisse der REM/CL-Untersuchung der $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschicht auf ELO AlN-Template 101
5.6. Zur Diskussion der Kompositionsinhomogenitäten in AlGaN auf einem verkippten ELO AlN-Template. 102
5.7. REM/CL-Analyse zur Bestimmung der dark spot density (DSD) von $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschichten auf planaren und ELO AlN-Templates (M0561-x). . . . 103
5.8. REM/CL-Analyse zur Bestimmung der dark spot density (DSD) von $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$-Absorberschichten auf planaren und ELO AlN-Templates (M0957-x). . . . 104
5.9. Zur Korrelation zwischen Dark-Spots und Durchstoßversetzungen in $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$. 105
5.10. Zusammenfassung der materialanalytischen Untersuchung. 106
5.11. Schichtaufbau und Elektrodengeometrie von ELO MSM PD. 107
5.12. EQE-Charakteristika von planaren und ELO $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ MSM PD auf den Proben M0561-x. 108
5.13. Strom-Leistungs- und Strom-Spannungs-Kennlinien von ELO MSM PD. . 109
5.14. Charakteristika eines $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ ELO MSM PD ($T = 25\,^{\circ}\mathrm{C} \ldots 205\,^{\circ}\mathrm{C}$). . 110
5.15. Zum Ursprung des Dunkelstrom-Injektionsmechanismus. 112
5.16. Zur Identifizierung thermischer Energiebarrieren ΔE im ELO MSM PD. . 113
5.17. Modell nach Katz *et al.* (Ref. [164]) zur Beschreibung der Photostromvertärkung in MSM PD, angewendet auf $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ MSM PD. 114

5.18. Zum phänomenologischen Modell für die Photostromverstärkung in ELO⊥ MSM PD. 115
5.19. Modellierter Photostrom-Kennlinienverlauf eines ELO⊥ MSM PD mit Verstärkung. 116
5.20. Temperaturabhängigkeit der Strom-Spannungs-Kennlinie eines ELO MSM PD. 117
5.21. Experimentelle und modellierte Daten eines ELO $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ MSM PD: Leistungsabhängigkeit von EQE-Kennlinien sowie Spannungsabhängigkeit von Strom-Leistungs-Kennlinien. 118
5.22. Charakteristika von planaren und ELOB $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ MSM PD auf den Proben M0957-y. 121
5.23. Abhängigkeit der EQE von planaren und ELOB MSM PD vom Elektrodenabstand und der optischen Leistung bei verschiedenen Spannungen. . . 122
5.24. Zur Berechnung der photoinduzierten Lochstromdichte als Funktion der Durchstoßversetzungsdichte. 123
5.25. Berechnete EQE für MSM PD nach dem 1D-Modell als Funktion der Durchstoßversetzungsdichte und des Elektrodenabstands. 125
5.26. Zur Anisotropie des Photostroms (bzw. der EQE) von planaren, ELO und ELOB MSM PD im mittleren ($x \sim 0,4$ und 0,5) und hohen ($x = 0,9$ und 1) Kompositionsbereich. 128
5.27. Zur Modellierung der Photostrom-Anisotropie von MSM PD mit anisotrop modulierter Versetzungsdichte. 129
5.28. Modelliertes EQE-Verhältnis $EQE_{\perp}/EQE_{\parallel}$ von MSM⊥ und MSM∥ PD als Funktion des Terrassenverhältnisses Γ für verschiedene Widerstandsverhältnisse k. 130

A.1. Zur Erläuterung der Schottky-Näherung. 143

Literaturverzeichnis

[1] Igor Vurgaftman and Jerry R. Meyer. *Electron Bandstructure Parameters*, pages 13–48. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2007. (Zitiert auf Seiten 1, 6, 44).

[2] Christian Dreyer and Franziska Mildner. Application of LEDs for UV-Curing. In Michael Kneissl and Jens Rass, editors, *III-Nitride Ultraviolet Emitters*, volume 227 of *Springer Series in Materials Science*, pages 415–434. Springer International Publishing, 2016. (Zitiert auf Seite 1).

[3] Uwe Wollina, Bernd Seme, Armin Scheibe, and Emmanuel Gutmann. Application of UV Emitters in Dermatological Phototherapy. In Michael Kneissl and Jens Rass, editors, *III-Nitride Ultraviolet Emitters*, volume 227 of *Springer Series in Materials Science*, pages 293–319. Springer International Publishing, 2016. (Zitiert auf Seite 1).

[4] Marlene A. Lange, Tim Kolbe, and Martin Jekel. Ultraviolet Light-Emitting Diodes for Water Disinfection. In Michael Kneissl and Jens Rass, editors, *III-Nitride Ultraviolet Emitters*, volume 227 of *Springer Series in Materials Science*, pages 267–291. Springer International Publishing, 2016. (Zitiert auf Seite 1).

[5] M. Asif Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, J. M. Van Hove, M. Blasingame, and L. F. Reitz. High-responsivity photoconductive ultraviolet sensors based on insulating single-crystal GaN epilayers. *Applied Physics Letters*, 60(23):2917–2919, 1992. (Zitiert auf Seite 1).

[6] *Origin of the high photoconductive gain in AlGaN films*, volume 6766, 2007. (Zitiert auf Seite 1).

[7] J.C. Carrano, T. Li, P.A. Grudowski, C.J. Eiting, R.D. Dupuis, and J.C. Campbell. High quantum efficiency metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors fabricated on single-crystal gan epitaxial layers. *Electronics Letters*, 33(23):1980–1981, Nov 1997. (Zitiert auf Seite 1).

[8] J. Li, Z. Y. Fan, R. Dahal, M. L Nakarmi, J. Y. Lin, and H. X. Jiang. 200nm deep ultraviolet photodetectors based on aln. *Applied Physics Letters*, 89(21):–, 2006. (Zitiert auf Seiten 1, 27).

[9] Moritz Brendel, Markus Helbling, Andrea Knigge, Frank Brunner, and Markus Weyers. Measurement and simulation of top- and bottom-illuminated solar-blind AlGaN metal-semiconductor-metal photodetectors with high external quantum efficiencies. *Journal of Applied Physics*, 118(24), 2015. (Zitiert auf Seite 1).

[10] M. Asif Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, M. Blasingame, and A. R. Bhattarai. Schottky barrier photodetector based on mg-doped p-type GaN films. *Applied Physics Letters*, 63(18):2455–2456, 1993. (Zitiert auf Seite 1).

[11] R. Dahal, T. M. Al Tahtamouni, Z. Y. Fan, J. Y. Lin, and H. X. Jiang. Hybrid AlN/SiC deep ultraviolet schottky barrier photodetectors. *Applied Physics Letters*, 90(26):–, 2007. (Zitiert auf Seite 1).

[12] F.S. Shahedipour, M.P. Ulmer, B.W. Wessels, C.L. Joseph, and Tokuaki Nihashi. Efficient gan photocathodes for low-level ultraviolet signal detection. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 38(4):333–335, Apr 2002. (Zitiert auf Seite 1).

[13] Francisco Machuca, Zhi Liu, Yun Sun, P. Pianetta, W. E. Spicer, and R. F. W. Pease. Oxygen species in cs/o activated gallium nitride (gan) negative electron affinity photocathodes. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 21(4):1863–1869, 2003. (Zitiert auf Seite 1).

[14] C. J. Collins, U. Chowdhury, M. M. Wong, B. Yang, A. L. Beck, R. D. Dupuis, and J. C. Campbell. Improved solar-blind detectivity using an $Al_xGa_{1-x}N$ heterojunction p-i-n photodiode. *Applied Physics Letters*, 80(20):3754–3756, 2002. (Zitiert auf Seite 1).

[15] N. Biyikli, I. Kimukin, O. Aytur, and E. Ozbay. Solar-blind algan-based p-i-n photodiodes with low dark current and high detectivity. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(7):1718–1720, July 2004. (Zitiert auf Seite 1).

[16] K. A. McIntosh, R. J. Molnar, L. J. Mahoney, A. Lightfoot, M. W. Geis, K. M. Molvar, I. Melngailis, R. L. Aggarwal, W. D. Goodhue, S. S. Choi, D. L. Spears, and S. Verghese. GaN avalanche photodiodes grown by hydride vapor-phase epitaxy. *Applied Physics Letters*, 75(22):3485–3487, 1999. (Zitiert auf Seite 1).

[17] Turgut Tut, Mutlu Gokkavas, Ayse Inal, and Ekmel Ozbay. Alxga1-xn-based avalanche photodiodes with high reproducible avalanche gain. *Applied Physics Letters*, 90(16):–, 2007. (Zitiert auf Seite 1).

[18] Y. Huang, D. J. Chen, H. Lu, K. X. Dong, R. Zhang, Y. D. Zheng, L. Li, and Z. H. Li. Back-illuminated separate absorption and multiplication AlGaN solar-blind avalanche photodiodes. *Applied Physics Letters*, 101(25):–, 2012. (Zitiert auf Seiten 1, 11).

[19] E. Cicek, R. McClintock, C. Y. Cho, B. Rahnema, and M. Razeghi. $Al_xGa_{1-x}N$-based back-illuminated solar-blind photodetectors with external quantum efficiency of 89%. *Applied Physics Letters*, 103(19):–, 2013. (Zitiert auf Seite 1).

[20] J.D. Brown, J. Matthews, S. Harney, J. Boney, J.F. Schetzina, J.D. Benson, K.V. Dang, Thomas Nohava, Wei Yang, and Subash Krishnankutty. Visible-blind uv digital camera based on a 32x32 array of gan/algan p-i-n photodiodes. *MRS Internet J. Nitride Semicond.*, 4, 1999. (Zitiert auf Seite 1).

[21] J.P. Long, S. Varadaraajan, J. Matthews, and J.F. Schetzina. UV detectors and focal plane array imagers based on AlGaN p-i-n photodiodes. *Opto-Electronics Review*, 10(4):251–260, 2002. (Zitiert auf Seite 1).

[22] Erdem Cicek, Zahra Vashaei, Edward Kwei-wei Huang, Ryan McClintock, and Manijeh Razeghi. $Al_xGa_{1-x}N$–based deep-ultraviolet 320× 256 focal plane array. *Optics letters*, 37(5):896–898, 2012. (Zitiert auf Seite 1).

[23] Sergey Yu. Karpov and Yuri N. Makarov. Dislocation effect on light emission efficiency in gallium nitride. *Applied Physics Letters*, 81(25):4721–4723, 2002. (Zitiert auf Seiten 1, 4, 14, 48, 123).

[24] Dabing Li, Xiaojuan Sun, Hang Song, Zhiming Li, Yiren Chen, Guoqing Miao, and Hong Jiang. Influence of threading dislocations on gan-based metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors. *Applied Physics Letters*, 98(1):–, 2011. (Zitiert auf Seiten 1, 4, 111).

[25] B. Yang, D. J H Lambert, T. Li, C.J. Collins, M.M. Wong, U. Chowdhury, R.D. Dupuis, and J.C. Campbell. High-performance back-illuminated solar-blind AlGaN metal-semiconductor-metal photodetectors. *Electronics Letters*, 36(22):1866–1867, Oct 2000. (Zitiert auf Seiten 1, 27).

[26] D. J. H. Lambert, M. M. Wong, U. Chowdhury, C. Collins, T. Li, H. K. Kwon, B. S. Shelton, T. G. Zhu, J. C. Campbell, and R. D. Dupuis. Back illuminated algan solar-blind photodetectors. *Applied Physics Letters*, 77(12):1900–1902, 2000. (Zitiert auf Seiten 1, 27).

[27] Hao Jiang, Naoyuki Nakata, Guang Yuan Zhao, Hiroyasu Ishikawa, Chun Lin Shao, Takashi Egawa, Takashi Jimbo, and Masayoshi Umeno. Back-illuminated GaN metal-semiconductor-metal UV photodetector with high internal gain. *Japanese Journal of Applied Physics*, 40(5B):L505, 2001. (Zitiert auf Seiten 1, 27, 110).

[28] Jun Ohsawa, Takahiro Kozawa, Hideki Miura, Osamu Fujishima, and Hiroshi Itoh. Comparison of spectral responses between front- and back-incidence configurations in GaN metal-semiconductor-metal photodetector on sapphire. *Japanese Journal of Applied Physics*, 44(12R):8441, 2005. (Zitiert auf Seiten 1, 27).

[29] Guosheng Wang, Feng Xie, Hai Lu, Dunjun Chen, Rong Zhang, Youdou Zheng, Liang Li, and Jianjun Zhou. Performance comparison of front- and back-illuminated AlGaN-based metal-semiconductor-metal solar-blind ultraviolet photodetectors. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 31(1):–, 2013. (Zitiert auf Seiten 1, 27).

[30] Yi Xie, Yitai Qian, Shuyuan Zhang, Wenzhong Wang, Xianming Liu, and Yuheng Zhang. Coexistence of wurtzite GaN with zinc blende and rocksalt studied by x-ray power diffraction and high-resolution transmission electron microscopy. *Applied Physics Letters*, 69(3):334–336, 1996. (Zitiert auf Seite 3).

[31] L. Vegard. Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome. *Zeitschrift für Physik*, 5(1):17–26, 1921. (Zitiert auf Seite 3).

[32] U.W. Pohl. *Epitaxy of Semiconductors: Introduction to Physical Principles*. Graduate Texts in Physics. Springer, 2013. (Zitiert auf Seite 4).

[33] Donald Smith. *Thin-Film Deposition: Principles and Practice*. McGraw-Hill Education, 1995. (Zitiert auf Seite 4).

[34] Michele Goano, Enrico Bellotti, Enrico Ghillino, Giovanni Ghione, and Kevin F. Brennan. Band structure nonlocal pseudopotential calculation of the III-nitride wurtzite phase materials system. Part I. Binary compounds GaN, AlN, and InN. *Journal of Applied Physics*, 88(11):6467–6475, 2000. (Zitiert auf Seite 5).

[35] B. Gil. *Group III nitride semiconductor compounds : physics and applications*. Clarendon Press ;;Oxford University Press, Oxford ;New York, 1998. (Zitiert auf Seite 5).

[36] Nobuo Suzuki and Norio Iizuka. Effect of Polarization Field on Intersubband Transition in AlGaN/GaN Quantum Wells. *Japanese Journal of Applied Physics*, 38(4A):L363, 1999. (Zitiert auf Seiten 5, 8).

[37] I. Vurgaftman and J. R. Meyer. Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 94(6):3675–3696, 2003. (Zitiert auf Seiten 5, 6).

[38] Y.P. Varshni. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica*, 34(1):149 – 154, 1967. (Zitiert auf Seite 6).

[39] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 89(11):5815–5875, 2001. (Zitiert auf Seiten 6, 43, 45).

[40] J. A. Van Vechten and T. K. Bergstresser. Electronic Structures of Semiconductor Alloys. *Phys. Rev. B*, 1:3351–3358, Apr 1970. (Zitiert auf Seite 6).

[41] O. Ambacher and V Cimalla. Polarization Induced Effects in GaN-based Heterostructures and Novel Sensors. In C. Wood and D. Jena, editors, *Polarization Effects in Semiconductors. From Ab Initio Theory to Device Applications.*, chapter 2. Springer Science+Business Media, LLC, 2008. (Zitiert auf Seiten 6, 7, 8).

[42] Fabio Bernardini, Vincenzo Fiorentini, and David Vanderbilt. Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides. *Phys. Rev. B*, 56:R10024–R10027, Oct 1997. (Zitiert auf Seiten 6, 8).

[43] E. T. Yu, X. Z. Dang, P. M. Asbeck, S. S. Lau, and G. J. Sullivan. Spontaneous and piezoelectric polarization effects in III–V nitride heterostructures. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 17(4):1742–1749, 1999. (Zitiert auf Seite 6).

[44] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J. Hilsenbeck. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaN/GaN heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 85(6):3222–3233, 1999. (Zitiert auf Seiten 7, 45).

[45] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra. Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors. *Applied Physics Letters*, 77(2):250–252, 2000. (Zitiert auf Seite 7).

[46] O. Gfrörer, C. Gemmer, J. Off, J.S. Im, F. Scholz, and A. Hangleiter. Direct Observation of Pyroelectric Fields in InGaN/GaN and AlGaN/GaN Heterostructures. *physica status solidi (b)*, 216(1):405–408, 1999. (Zitiert auf Seite 7).

[47] R. Neuberger, G. Müller, O. Ambacher, and M. Stutzmann. High-Electron-Mobility AlGaN/GaN Transistors (HEMTs) for Fluid Monitoring Applications. *physica status solidi (a)*, 185(1):85–89, 2001. (Zitiert auf Seite 7).

[48] Joydeep Pal, Geoffrey Tse, Vesel Haxha, Max A. Migliorato, and Stanko Tomić. Second-order piezoelectricity in wurtzite III-N semiconductors. *Phys. Rev. B*, 84:085211, Aug 2011. (Zitiert auf Seite 8).

[49] Brianna S. Eller, Jialing Yang, and Robert J. Nemanich. Electronic surface and dielectric interface states on GaN and AlGaN. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 31(5):–, 2013. (Zitiert auf Seite 8).

[50] Fabio Bernardini and Vincenzo Fiorentini. Macroscopic polarization and band offsets at nitride heterojunctions. *Phys. Rev. B*, 57:R9427–R9430, Apr 1998. (Zitiert auf Seite 8).

[51] F. Bernardini and V. Fiorentini. Spontaneous versus piezoelectric polarization in III-V nitrides: Conceptual aspects and practical consequences. *physica status solidi (b)*, 216(1):391–398, 1999. (Zitiert auf Seite 8).

[52] Fabio Bernardini and Vincenzo Fiorentini. Polarization fields in nitride nanostructures: 10 points to think about. *Applied Surface Science*, 166(1-4):23 – 29, 2000. 7TH {INTERNATIONAL} CONF. {ON} {FORMATION} {OF} {SEMICONDUCTOR} {INTERFACES}. (Zitiert auf Seite 8).

[53] Mathieu Leroux, Nicolas Grandjean, Jean Massies, Bernard Gil, Pierre Lefebvre, and Pierre Bigenwald. Barrier-width dependence of group-III nitrides quantum-well transition energies. *Phys. Rev. B*, 60:1496–1499, Jul 1999. (Zitiert auf Seite 8).

[54] Seoung-Hwan Park and Shun-Lien Chuang. Spontaneous polarization effects in wurtzite GaN/AlGaN quantum wells and comparison with experiment. *Applied Physics Letters*, 76(15):1981–1983, 2000. (Zitiert auf Seite 8).

[55] Joydeep Pal, Geoffrey Tse, Vesel Haxha, Max A. Migliorato, and Stanko Tomić. Erratum: Second-order piezoelectricity in wurtzite III-N semiconductors [Phys. Rev. B **84** , 085211 (2011)]. *Phys. Rev. B*, 84:159902, Oct 2011. (Zitiert auf Seite 8).

[56] S.M. Sze, D.J. Coleman Jr., and A. Loya. Current transport in metal-semiconductor-metal (MSM) structures. *Solid-State Electronics*, 14(12):1209 – 1218, 1971. (Zitiert auf Seiten 9, 22, 25).

[57] W Walukiewicz. Intrinsic limitations to the doping of wide-gap semiconductors . *Physica B: Condensed Matter*, 302-303:123 – 134, 2001. Proceedings of Yanada Conference LIV. The 9th International Conference on Shallow-Level Centers in Semiconductors . (Zitiert auf Seite 10).

[58] CG Van de Walle, C Stampfl, J Neugebauer, MD McCluskey, and NM Johnson. Doping of AlGaN alloys. *MRS INTERNET JOURNAL OF NITRIDE SEMICONDUCTOR RESEARCH*, 4(1):art. no.–G10.4, 1999. (Zitiert auf Seite 10).

[59] R. Zeisel, M. W. Bayerl, S. T. B. Goennenwein, R. Dimitrov, O. Ambacher, M. S. Brandt, and M. Stutzmann. DX-behavior of Si in AlN. *Phys. Rev. B*, 61:R16283–R16286, Jun 2000. (Zitiert auf Seiten 10, 76).

[60] M. L. Nakarmi, N. Nepal, J. Y. Lin, and H. X. Jiang. Unintentionally doped n-type Al0.67Ga0.33N epilayers. *Applied Physics Letters*, 86(26):–, 2005. (Zitiert auf Seiten 10, 76).

[61] M. D. McCluskey, N. M. Johnson, C. G. Van de Walle, D. P. Bour, M. Kneissl, and W. Walukiewicz. Metastability of Oxygen Donors in AlGaN. *Phys. Rev. Lett.*, 80:4008–4011, May 1998. (Zitiert auf Seiten 10, 76).

[62] T. Xu, C. Thomidis, I. Friel, and T. D. Moustakas. Growth and silicon doping of AlGaN films in the entire alloy composition by molecular beam epitaxy. *physica status solidi (c)*, 2(7):2220–2223, 2005. (Zitiert auf Seite 10).

[63] Chris G Van de Walle, Catherine Stampfl, and Jörg Neugebauer. Theory of doping and defects in III-V nitrides . *Journal of Crystal Growth*, 189-190:505–510, 1998. (Zitiert auf Seite 11).

[64] D.D Koleske, A.E Wickenden, R.L Henry, and M.E Twigg. Influence of {MOVPE} growth conditions on carbon and silicon concentrations in GaN . *Journal of Crystal Growth*, 242(1-2):55 – 69, 2002. (Zitiert auf Seite 11).

[65] L.M Smith, S.A Rushworth, M.S Ravetz, R Odedra, R Kanjolia, C Agert, F Dimroth, U Schubert, and A.W Bett. Low oxygen content trimethylaluminium and trimethylindium for {MOVPE} of light emitting devices. *Journal of Crystal Growth*, 221(1-4):86 – 90, 2000. Proc Tenth Int Conf Metalorganic Vapor Phase Epitaxy. (Zitiert auf Seite 11).

[66] 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 $Al_xGa_{1-x}N$. *Journal of Electronic Materials*, 29(1):15–20, 2000. (Zitiert auf Seiten 11, 75).

[67] P. Boguslawski, E. L. Briggs, and J. Bernholc. Amphoteric properties of substitutional carbon impurity in GaN and AlN. *Applied Physics Letters*, 69(2):233–235, 1996. (Zitiert auf Seiten 11, 76).

[68] R. de L. Kronig. On the theory of dispersion of x-rays. *J. Opt. Soc. Am.*, 12(6):547–557, Jun 1926. (Zitiert auf Seite 11).

[69] C. Buchheim, R. Goldhahn, M. Rakel, C. Cobet, N. Esser, U. Rossow, D. Fuhrmann, and A. Hangleiter. Dielectric function and critical points of the band structure for AlGaN alloys. *physica status solidi (b)*, 242(13):2610–2616, 2005. (Zitiert auf Seite 11).

[70] Marcus Röppischer. *Optische Eigenschaften von Aluminium-Galliumnitrid-Halbleitern*. Südwestdeutscher Verlag für Hochschulschriften, Saarbrücken, 2011. (Zitiert auf Seiten 11, 47, 54).

[71] B. Neuschl, K. Thonke, M. Feneberg, R. Goldhahn, T. Wunderer, Z. Yang, N. M. Johnson, J. Xie, S. Mita, A. Rice, R. Collazo, and Z. Sitar. Direct determination of the silicon donor ionization energy in homoepitaxial AlN from photoluminescence two-electron transitions. *Applied Physics Letters*, 103(12), 2013. (Zitiert auf Seiten 11, 76).

[72] W. Shockley and W. T. Read. Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. *Phys. Rev.*, 87:835–842, Sep 1952. (Zitiert auf Seite 13).

[73] R. N. Hall. Electron-Hole Recombination in Germanium. *Phys. Rev.*, 87:387–387, Jul 1952. (Zitiert auf Seite 13).

[74] M E Mora-Ramos, F J Rodríguez, and L Quiroga. Polaron properties of III-V nitride compounds: second-order effects. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 11(42):8223, 1999. (Zitiert auf Seite 13).

[75] Hermann Gummel and Melvin Lax. Thermal Ionization and Capture of Electrons Trapped in Semiconductors. *Phys. Rev.*, 97:1469–1470, Mar 1955. (Zitiert auf Seite 13).

[76] Melvin Lax. Cascade Capture of Electrons in Solids. *Phys. Rev.*, 119:1502–1523, Sep 1960. (Zitiert auf Seite 13).

[77] H. M. Ng, D. Doppalapudi, T. D. Moustakas, N. G. Weimann, and L. F. Eastman. The role of dislocation scattering in n-type GaN films. *Applied Physics Letters*, 73(6):821–823, 1998. (Zitiert auf Seite 14).

[78] Nils G. Weimann, Lester F. Eastman, Dharanipal Doppalapudi, Hock M. Ng, and Theodore D. Moustakas. Scattering of electrons at threading dislocations in GaN. *Journal of Applied Physics*, 83(7):3656–3659, 1998. (Zitiert auf Seite 14).

[79] J.S. Speck and S.J. Rosner. The role of threading dislocations in the physical properties of GaN and its alloys . *Physica B: Condensed Matter*, 273–274:24 – 32, 1999. (Zitiert auf Seite 14).

[80] Z.Z Bandić, P.M Bridger, E.C Piquette, and T.C McGill. The values of minority carrier diffusion lengths and lifetimes in GaN and their implications for bipolar devices . *Solid-State Electronics*, 44(2):221 – 228, 2000. (Zitiert auf Seite 14).

[81] A. F. Wright and Ulrike Grossner. The effect of doping and growth stoichiometry on the core structure of a threading edge dislocation in GaN. *Applied Physics Letters*, 73(19):2751–2753, 1998. (Zitiert auf Seite 14).

[82] J.I. Pankove. *Optical Processes in Semiconductors*. Dover books in physics. Dover, 1971. (Zitiert auf Seite 15).

[83] J. S. Im, A. Moritz, F. Steuber, V. Härle, F. Scholz, and A. Hangleiter. Radiative carrier lifetime, momentum matrix element, and hole effective mass in GaN. *Applied Physics Letters*, 70(631):–, 1997. (Zitiert auf Seite 15).

[84] J. Hader, J. V. Moloney, and S. W. Koch. Supression of carrier recombination in semiconductor lasers by phase-space filling. *Applied Physics Letters*, 87(20), 2005. (Zitiert auf Seite 15).

[85] J. Hader, J. V. Moloney, B. Pasenow, S. W. Koch, M. Sabathil, N. Linder, and S. Lutgen. On the importance of radiative and Auger losses in GaN-based quantum wells. *Applied Physics Letters*, 92(26), 2008. (Zitiert auf Seite 15).

[86] Emmanouil Kioupakis, Qimin Yan, Daniel Steiauf, and Chris G Van de Walle. Temperature and carrier-density dependence of Auger and radiative recombination in nitride optoelectronic devices. *New Journal of Physics*, 15(12):125006, 2013. (Zitiert auf Seite 15).

[87] S Marchetti, M Martinelli, and R Simili. The Auger recombination coefficient in InAs and GaSb derived from the infrared dynamical plasma reflectivity. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 14(13):3653, 2002. (Zitiert auf Seite 15).

[88] U. Strauss, W. W. Rühle, and K. Köhler. Auger recombination in intrinsic GaAs. *Applied Physics Letters*, 62(55):55–57, 1993. (Zitiert auf Seite 15).

[89] M. Brendel, A. Kruse, H. Jönen, H. Bremers, U. Rossow, and A. Hangleiter. Auger recombination in GaInN/GaN quantum well laser structures. *Applied Physics Letters*, 99(031106), 2011. (Zitiert auf Seite 15).

[90] Joachim Piprek, Friedhard Roemer, and Bernd Witzigmann. On the uncertainty of the Auger recombination coefficient extracted from InGaN/GaN light-emitting diode efficiency droop measurements. *Applied Physics Letters*, 106(10), 2015. (Zitiert auf Seite 15).

[91] Emmanouil Kioupakis, Patrick Rinke, Kris T. Delaney, and Chris G. Van de Walle. Indirect Auger recombination as a cause of efficiency droop in nitride light-emitting diodes. *Applied Physics Letters*, 98(16), 2011. (Zitiert auf Seite 15).

[92] E.H. Rhoderick and R.H. Williams. *Metal-semiconductor contacts*. Monographs in electrical and electronic engineering. Clarendon Press, 1988. (Zitiert auf Seite 20).

[93] F.A. Padovani and R. Stratton. Field and thermionic-field emission in Schottky barriers. *Solid-State Electronics*, 9(7):695 – 707, 1966. (Zitiert auf Seiten 20, 21).

[94] Simon M. Sze and Kwok K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley-Interscience, 2006. (Zitiert auf Seiten 20, 142).

[95] Takashi Shinohe and Tetsuo Hatakeyama. Reverse characteristics of a 4h-sic schottky barrier diode. 389:1169–1172, 4 2002. (Zitiert auf Seite 21).

[96] Liann-Chern Liou and Bahram Nabet. Simple analytical model of bias dependence of the photocurrent of metal–semiconductor–metal photodetectors. *Appl. Opt.*, 35(1):15–23, Jan 1996. (Zitiert auf Seiten 23, 24, 147).

[97] Jon Geist, Warren K. Gladden, and Edward F. Zalewski. Physics of photon-flux measurements with silicon photodiodes. *J. Opt. Soc. Am.*, 72(8):1068–1075, Aug 1982. (Zitiert auf Seite 25).

[98] Jon Geist. Planar Silicon Photosensors. In Ljubisa Ristic, editor, *Sensor Technology and Devices (Optoelectronics Library)*, chapter 9. Artech House Publishers, 1994. (Zitiert auf Seite 25).

[99] Moritz Brendel, Markus Helbling, Arne Knauer, Sven Einfeldt, Andrea Knigge, and Markus Weyers. Top- and bottom-illumination of solar-blind AlGaN metal-semiconductor-metal photodetectors. *physica status solidi (a)*, 212(5):1021–1028, 2015. (Zitiert auf Seiten 25, 47, 54, 64).

[100] J. C. Carrano, P. A. Grudowski, C. J. Eiting, R. D. Dupuis, and J. C. Campbell. Very low dark current metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors fabricated on single-crystal GaN epitaxial layers. *Applied Physics Letters*, 70(15):1992–1994, 1997. (Zitiert auf Seite 27).

[101] J. C. Carrano, T. Li, D. L. Brown, P. A. Grudowski, C. J. Eiting, R. D. Dupuis, and J. C. Campbell. Very high-speed metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors fabricated on gan. *Applied Physics Letters*, 73(17):2405–2407, 1998. (Zitiert auf Seite 27).

[102] Feng Xie, Hai Lu, Dunjun Chen, Xiaoli Ji, Feng Yan, Rong Zhang, Youdou Zheng, Liang Li, and Jianjun Zhou. Ultra-low dark current AlGaN-based solar-blind metal-semiconductor-metal photodetectors for high-temperature applications. *Sensors Journal, IEEE*, 12(6):2086–2090, June 2012. (Zitiert auf Seite 27).

[103] E. Monroy, F. Calle, E. Muñoz, B. Beaumont, F. Omnès, and P. Gibart. Schottky Barrier Ultraviolet Photodetectors on Epitaxial Lateral Overgrown GaN. *physica status solidi (a)*, 176(1):141–145, 1999. (Zitiert auf Seite 27).

[104] M Razeghi, P Sandvik, P Kung, D Walker, K Mi, X Zhang, V Kumar, J Diaz, and F Shahedipour. Lateral epitaxial overgrowth of GaN on sapphire and silicon substrates for ultraviolet photodetector applications . *Materials Science and Engineering: B*, 74(1–3):107 – 112, 2000. (Zitiert auf Seite 27).

[105] S. J. Chang, Y. D. Jhou, Y. C. Lin, S. L. Wu, C. H. Chen, T. C. Wen, and L. W. Wu. GaN-Based MSM Photodetectors Prepared on Patterned Sapphire Substrates. *IEEE Photonics Technology Letters*, 20(22):1866–1868, Nov 2008. (Zitiert auf Seite 27).

[106] A. Y. Polyakov, N. B. Smirnov, A. V. Govorkov, A. V. Markov, E. A. Kozhukhova, I. M. Gazizov, N. G. Kolin, D. I. Merkurisov, V. M. Boiko, A. V. Korulin, V. M. Zalyetin, S. J. Pearton, I.-H. Lee, A. M. Dabiran, and P. P. Chow. Alpha particle detection with GaN Schottky diodes. *Journal of Applied Physics*, 106(10), 2009. (Zitiert auf Seite 27).

[107] G. Wang, H. Lu, D. Chen, F. Ren, R. Zhang, and Y. Zheng. High Quantum Efficiency GaN-Based p-i-n Ultraviolet Photodetectors Prepared on Patterned Sapphire Substrates. *IEEE Photonics Technology Letters*, 25(7):652–654, April 2013. (Zitiert auf Seite 27).

[108] E Cicek, R McClintock, CY Cho, B Rahnema, and M Razeghi. $Al_xGa_{1-x}N$-based solar-blind ultraviolet photodetector based on lateral epitaxial overgrowth of AlN on Si substrate. *Applied Physics Letters*, 103(18):181113, 2013. (Zitiert auf Seite 27).

[109] Viola Küller. *Versetzungsreduzierte AlN- und AlGaN-Schichten als Basis für UV LEDs*. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2014. (Zitiert auf Seiten 29, 30).

[110] Markus Helbling. Herstellung und Untersuchung von UVC-MSM-Photodetektoren basierend auf AlGaN. Masterarbeit, Technische Universität Berlin, 2015. (Zitiert auf Seite 31).

[111] Guy P. Brasseur and Susan Solomon. *Aeronomy of the Middle Atmosphere: 32 (Atmospheric and Oceanographic Sciences Library)*. Springer Netherlands, 2006. (Zitiert auf Seiten 40, 41).

[112] R. Bacis, A.J. Bouvier, and J.M. Flaud. The ozone molecule: electronic spectroscopy . *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 54(1):17 – 34, 1998. (Zitiert auf Seiten 40, 41).

[113] D. E. Aspnes and A. A. Studna. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV. *Phys. Rev. B*, 27:985–1009, Jan 1983. (Zitiert auf Seite 41).

[114] Atlas device simulation framework, http://www.silvaco.com/. (Zitiert auf Seite 42).

[115] S. P. Grabowski, M. Schneider, H. Nienhaus, W. Mönch, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann. Electron affinity of $Al_xGa_{1-x}N(0001)$ surfaces. *Applied Physics Letters*, 78(17):2503–2505, 2001. (Zitiert auf Seite 44).

[116] R. J. Nemanich, M. C. Benjamin, S. P. Bozeman, M. D. Bremser, S. W. King, B. L. Ward, R. F. Davis, B. Chen, Z. Zhang, and J. Bernholc. *(Negative) electron affinity of AlN and AlGaN alloys*, volume 395, pages 777–788. Materials Research Society, 1996. (Zitiert auf Seite 44).

[117] M. Eyckeler, W. Mönch, T. U. Kampen, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann. Negative electron affinity of cesiated p-GaN(0001) surfaces. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 16(4):2224–2228, 1998. (Zitiert auf Seite 44).

[118] C. I. Wu and A. Kahn. Electronic states at aluminum nitride (0001)-1×1 surfaces. *Applied Physics Letters*, 74(4):546–548, 1999. (Zitiert auf Seite 44).

[119] Hasegawa Hideki and Akazawa Masamichi. Current Transport, Fermi Level Pinning, and Transient Behavior of Group-III Nitride Schottky Barriers. *J. Korean Phys. Soc.*, 55(31):1167, sep 2009. (Zitiert auf Seite 44).

[120] *Atlas User's Manual, DEVICE SIMULATION SOFTWARE.* (Zitiert auf Seiten 44, 139).

[121] Viola Kueller, Arne Knauer, Frank Brunner, Anna Mogilatenko, Michael Kneissl, and Markus Weyers. Investigation of inversion domain formation in AlN grown on sapphire by MOVPE. *physica status solidi (c)*, 9(3-4):496–498, 2012. (Zitiert auf Seite 45).

[122] Shiyu Chen and Gang Wang. High-field properties of carrier transport in bulk wurtzite GaN: A Monte Carlo perspective. *Journal of Applied Physics*, 103(2):–, 2008. (Zitiert auf Seiten 45, 46).

[123] R.E. Thomas. Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field. *Proceedings of the IEEE*, 55(12):2192–2193, Dec 1967. (Zitiert auf Seite 45).

[124] M. Farahmand, Carlo Garetto, E. Bellotti, Kevin F. Brennan, M. Goano, E. Ghillino, G. Ghione, J.D. Albrecht, and P.Paul Ruden. Monte Carlo simulation of electron transport in the III-nitride wurtzite phase materials system: binaries and ternaries. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 48(3):535–542, Mar 2001. (Zitiert auf Seite 46).

[125] L. V. Keldysh. Behaviour of Non-Metallic Crystals in Strong Electric Fields. *J. Exptl. Theoret. Phys.*, 33:994–1003, 1957. (Zitiert auf Seite 51).

[126] W. Franz. Einfluß eines elektrischen Feldes auf eine optische Absorptionskante. *Z. Naturforschung*, 13a:484–489, 1958. (Zitiert auf Seite 51).

[127] A. T. Winzer, G. Gobsch, R. Goldhahn, D. Fuhrmann, A. Hangleiter, A. Dadgar, and A. Krost. Influence of excitons and electric fields on the dielectric function of GaN: Theory and experiment. *Phys. Rev. B*, 74:125207, Sep 2006. (Zitiert auf Seiten 51, 52).

[128] K. Minder, J. L. Pau, R. McClintock, P. Kung, C. Bayram, M. Razeghi, and D. Silversmith. Scaling in back-illuminated GaN avalanche photodiodes. *Applied Physics Letters*, 91(7):–, 2007. (Zitiert auf Seite 51).

[129] E. F. Schubert, E. O. Göbel, Y. Horikoshi, K. Ploog, and H. J. Queisser. Alloy broadening in photoluminescence spectra of $al_xga_{1-x}As$. *Phys. Rev. B*, 30:813–820, Jul 1984. (Zitiert auf Seite 52).

[130] G. Steude, B. K. Meyer, A. Göldner, A. Hoffmann, F. Bertram, J. Christen, H. Amano, and I. Akasaki. Optical investigations of AlGaN on GaN epitaxial films. *Applied Physics Letters*, 74(17):2456–2458, 1999. (Zitiert auf Seite 52).

[131] H. S. Kim, R. A. Mair, J. Li, J. Y. Lin, and H. X. Jiang. Time-resolved photoluminescence studies of $Al_xGa_{1-x}N$ alloys. *Applied Physics Letters*, 76(10):1252–1254, 2000. (Zitiert auf Seite 52).

[132] E. Kuokstis, W. H. Sun, M. Shatalov, J. W. Yang, and M. Asif Khan. Role of alloy fluctuations in photoluminescence dynamics of AlGaN epilayers. *Applied Physics Letters*, 88(26):–, 2006. (Zitiert auf Seite 52).

[133] C. H. Qiu, C. Hoggatt, W. Melton, M. W. Leksono, and J. I. Pankove. Study of defect states in GaN films by photoconductivity measurement. *Applied Physics Letters*, 66(20):2712–2714, 1995. (Zitiert auf Seite 53).

[134] E. Monroy, F. Calle, E. Muñoz, and F. Omnès. AlGaN metal-semiconductor-metal photodiodes. *Applied Physics Letters*, 74(22):3401–3403, 1999. (Zitiert auf Seite 53).

[135] E. Monroy, F. Calle, J. L. Pau, F. J. Sánchez, E. Muñoz, F. Omnès, B. Beaumont, and P. Gibart. Analysis and modeling of $Al_xGa_{1-x}N$-based schottky barrier photodiodes. *Journal of Applied Physics*, 88(4):2081–2091, 2000. (Zitiert auf Seiten 53, 54, 55).

[136] Mauro Mosca, Jean-Luc Reverchon, Franck Omnès, and Jean-Yves Duboz. Effects of the buffer layers on the performance of (Al,Ga)N ultraviolet photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 95(8):4367–4370, 2004. (Zitiert auf Seite 53).

[137] *Wide bandgap UV photodetectors: a short review of devices and applications*, volume 6473, 2007. (Zitiert auf Seite 53).

[138] F. Xie, H. Lu, D.J. Chen, P. Han, R. Zhang, Y.D. Zheng, L. Li, W.H. Jiang, and C. Chen. Large-area solar-blind AlGaN-based MSM photodetectors with ultra-low dark current. *Electronics Letters*, 47:930–931(1), August 2011. (Zitiert auf Seite 53).

[139] Franz Urbach. The Long-Wavelength Edge of Photographic Sensitivity and of the Electronic Absorption of Solids. *Phys. Rev.*, 92:1324–1324, Dec 1953. (Zitiert auf Seite 53).

[140] Werner Martienssen. Über die Excitonenbanden der Alkalihalogenidkristalle. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 2(4):257 – 267, 1957. (Zitiert auf Seite 53).

[141] John D. Dow and David Redfield. Toward a unified theory of urbach's rule and exponential absorption edges. *Phys. Rev. B*, 5:594–610, Jan 1972. (Zitiert auf Seite 53).

[142] Jack R. Dixon and James M. Ellis. Optical Properties of n-Type Indium Arsenide in the Fundamental Absorption Edge Region. *Phys. Rev.*, 123:1560–1566, Sep 1961. (Zitiert auf Seite 53).

[143] David Redfield and Martin A. Afromowitz. The direct absorption edge in covalent solids. *Applied Physics Letters*, 11(4):138–140, 1967. (Zitiert auf Seite 53).

[144] Daniel F. Blossey. Wannier exciton in an electric field. i. optical absorption by bound and continuum states. *Phys. Rev. B*, 2:3976–3990, Nov 1970. (Zitiert auf Seite 53).

[145] Daniel F. Blossey. Wannier exciton in an electric field. ii. electroabsorption in direct-band-gap solids. *Phys. Rev. B*, 3:1382–1391, Feb 1971. (Zitiert auf Seite 53).

[146] M. V. Kurik. Urbach rule. *physica status solidi (a)*, 8(1):9–45, 1971. (Zitiert auf Seite 53).

[147] S. Chichibu, T. Mizutani, T. Shioda, H. Nakanishi, T. Deguchi, T. Azuhata, T. Sota, and S. Nakamura. Urbach-Martienssen tails in a wurtzite GaN epilayer. *Applied Physics Letters*, 70(25):3440–3442, 1997. (Zitiert auf Seiten 53, 54, 55).

[148] L. Roskovcová and J. Pastrňák. The Urbach absorption edge in ALN. *Czechoslovak Journal of Physics B*, 30(5):586–591, 1980. (Zitiert auf Seiten 53, 54, 55).

[149] S. R. Johnson and T. Tiedje. Temperature dependence of the Urbach edge in GaAs. *Journal of Applied Physics*, 78(9):5609–5613, 1995. (Zitiert auf Seite 53).

[150] O. Reentilä, F. Brunner, A. Knauer, A. Mogilatenko, W. Neumann, H. Protzmann, M. Heuken, M. Kneissl, M. Weyers, and G. Tränkle. Effect of the AlN nucleation layer growth on AlN material quality. *Journal of Crystal Growth*, 310(23):4932 – 4934, 2008. (Zitiert auf Seite 75).

[151] N. T. Son, M. Bickermann, and E. Janzén. Shallow donor and DX states of Si in AlN. *Applied Physics Letters*, 98(9), 2011. (Zitiert auf Seite 76).

[152] CG Dunn and EF Kogh. Comparison of dislocation densities of primary and secondary recrystallization grains of Si-Fe. *Acta Metallurgica*, 5(10):548–554, 1957. (Zitiert auf Seite 80).

[153] Ryo Nouchi. Extraction of the schottky parameters in metal-semiconductor-metal diodes from a single current-voltage measurement. *Journal of Applied Physics*, 116(18):–, 2014. (Zitiert auf Seiten 92, 93).

[154] A. Knauer, U. Zeimer, V. Kueller, and M. Weyers. MOVPE growth of $Al_xGa_{1-x}N$ with $x \sim 0.5$ on epitaxial laterally overgrown AlN/sapphire templates for UV-LEDs. *physica status solidi (c)*, 11(3-4):377–380, 2014. (Zitiert auf Seiten 99, 101).

[155] U Zeimer, A Mogilatenko, V Kueller, A Knauer, and M Weyers. Cathodoluminescence and TEM investigations of structural and optical properties of AlGaN on epitaxial laterally overgrown AlN/sapphire templates. *Journal of Physics: Conference Series*, 471(1):012021, 2013. (Zitiert auf Seiten 99, 101, 102).

[156] A Mogilatenko, A Knauer, U Zeimer, and M Weyers. Defect distribution and compositional inhomogeneities in Al 0.5 Ga 0.5 N layers grown on stepped surfaces. *Semiconductor Science and Technology*, 31(2):025007, 2016. (Zitiert auf Seiten 99, 101, 105, 106).

[157] Richard L. Schwoebel and Edward J. Shipsey. Step Motion on Crystal Surfaces. *Journal of Applied Physics*, 37(10):3682–3686, 1966. (Zitiert auf Seite 102).

[158] Gert Ehrlich and F. G. Hudda. Atomic View of Surface Self-Diffusion: Tungsten on Tungsten. *The Journal of Chemical Physics*, 44(3):1039–1049, 1966. (Zitiert auf Seite 102).

[159] A. Knigge, M. Brendel, U. Zeimer, M. Helbling, A. Knauer, F. Brunner, V. Kueller, S. Einfeldt, and M. Weyers. Enhanced quantum efficiency of AlGaN photodetectors by patterned growth. *physica status solidi (a)*, 212(5):1005–1010, 2015. (Zitiert auf Seite 105).

[160] Arne Knauer, Anna Mogilatenko, Silvia Hagedorn, Johannes Enslin, Tim Wernicke, Michael Kneissl, and Markus Weyers. Correlation of sapphire off-cut and reduction of defect density in MOVPE grown AlN. *physica status solidi (b)*, 253(5):809–813, 2016. (Zitiert auf Seite 106).

[161] R.H. Bube. *Photoconductivity of solids*. Wiley, 1960. (Zitiert auf Seite 108).

[162] R.H. Bube. *Photoelectronic Properties of Semiconductors*. Cambridge University Press, 1992. (Zitiert auf Seite 108).

[163] Schubert F. Soares. Photoconductive Gain in a Schottky Barrier Photodiode. *Japanese Journal of Applied Physics*, 31(2R):210, 1992. (Zitiert auf Seiten 110, 114).

[164] O. Katz, V. Garber, B. Meyler, G. Bahir, and J. Salzman. Gain mechanism in GaN schottky ultraviolet detectors. *Applied Physics Letters*, 79(10):1417–1419, 2001. (Zitiert auf Seiten 110, 114, 115, 155).

[165] Dieter Meschede. *Gerthsen Physik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. (Zitiert auf Seite 138).

[166] K. Seeger. *Semiconductor Physics: An Introduction*. Advanced Texts in Physics. Springer, 2004. (Zitiert auf Seite 142).

[167] Jasprit Singh. *Appendix B: Boltzmann Transport Theory*, pages 353–363. Wiley-VCH Verlag GmbH, 2007. (Zitiert auf Seite 142).

[168] H. Ibach and H. Lüth. *Festkorperphysik – Einführung In Die Grundlagen*. Springer-Lehrbuch. Springer, 2009. (Zitiert auf Seite 142).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben:

- Prof. Dr. Günther Tränkle danke ich für die Vielzahl an interessanten und darüberhinaus sehr hilfreichen Doktorandengespräche sowie, neben den exzellenten wissenschaftlichen Möglichkeiten, auch für die sehr guten Arbeitsbedingungen am FBH.
- Prof. Dr. Michael Kneissl möchte ich für die Möglichkeit danken in diesem interessanten Themengebiet promovieren zu dürfen und natürlich ebenso für die fachlichen Diskussionen.
- Prof. Dr. Markus Weyers danke ich ganz besonders für die sehr intensive Betreuung und das außerordentlich gute Arbeitsklima in der Abteilung Materialtechnologie. Außerdem danke ich ihm sehr für seine Geduld, die kontinuierliche Präsenz bei Fragen aller Art und die vielen wertvollen Beiträge zu diesem Thema.
- Vielen Dank an Prof. Dr. Ulrich T. Schwarz für seine Tätigkeit als externer Gutachter und sein Interesse an dieser Arbeit.
- Ein besonderer Dank geht an Dr. Andrea Knigge für eine erfolgreiche Zusammenarbeit, ihre kompetenten Hilfestellungen in allen Fragen zur Thematik und nicht zuletzt für den freundschaftlichen Umgang während unserer Zeit im Büro 247.
- Dr. Viola Küller, Dr. Sylvia Hagedorn, Dr. Frank Brunner und Dr. Arne Knauer danke ich für die Bereitstellung vieler verschiedener AlGaN-Proben sowie die vielen Erklärungen dazu und Torsten Petzke bzw. Olaf Fink für die Wartung der MOVPE-Anlagen.
- Dr. Sven Einfeldt, Dr. Deepak Prasai und MSc Markus Helbling sowie die Kollegen der Abteilung Prozesstechnologie möchte ich für die Prozessierung der MSM und a-MSM Strukturen danken. An dieser Stelle sei auch noch Alexander Külberg und Hans-Joachim Pöhls für das Laserritzen von Proben sowie Saskia Schönfeld für die Durchführung von Rückseitenpolitur-Experimenten besonders gedankt.
- Frau Dr. Ute Zeimer und Helen Lawrenz möchte ich für die vielen REM- und CL-Untersuchungen danken.
- Natürlich wären sämtliche Untersuchungen ohne die ständige Bereitschaft der Technischen Dienste sowie der EDV-Abteilung des FBH nicht möglich gewesen. Besonders Rainer Lawrenz war hier in Hard- und Softwarefragen stets ein verlässlicher Ansprechpartner – vielen Dank!

- Bei der Einführung in die ATLAS Software konnte ich auf die Kenntnisse von Dr. Eldad Bahat-Treidel zurückgreifen. Hierfür sei ihm sehr gedankt, da dies der erste entscheidende Schritt war, die Bauteilphysik von MSM PD genauer nachvollziehen zu können. Dr. Hans Wenzel, Dr. Carsten Netzel, MSc Jörg Jeschke, MSc Julian Stoever und BSc Jan Ruschel waren im Laufe der Zeit ebenfalls sehr hilfreiche Diskussionspartner in Fragen zur Halbleiter-Bauteilsimulation.

- MSc Markus Helbling und dem Masterstudenten Sebastian Walde danke ich vor allem für ihre Beharrlichkeit während ihrer Studienzeit viele Fragen zu stellen, und natürlich auch für den freundschaftlichen Umgang miteinander.

- Mit einigen meiner Kollegen aus der Abteilung Materialtechnologie konnten viele fachliche aber auch anderweitige Fragen angegangen werden. Für die sehr freundliche, aufmerksame und hilfsbereite Atmosphäre sei ihnen sehr gedankt. Insbesondere an Nadine Möller und Claudia Fischer, die mich über die Jahre nicht nur in Dienstreiseangelegenheiten unterstützt haben sondern z. B. auch immer fleißig mit in die Mensa gekommen sind – ein liebes Dankeschön!

- Meinen Eltern Christine, Wolfram und Ingeborg danke ich für jegliche Hilfe und Unterstützung und meinen Geschwistern Babette, Steffen, Christian und Mario für deren Zuspruch und Anteilnahme während des gesamten Studiums.

Zuletzt gilt mein besonderer Dank meiner Frau Astrid – für einfach Alles... jetzt bin ich fertig ;-).