

Kapitel 5

Die n-Dotierung von GaN

Lange Zeit galt GaN als ein technologisch schwer zu kontrollierender Halbleiter, vor allem weil nominell undotiertes Material unabhängig von der Herstellungsmethode Elektronenkonzentrationen von $n > 10^{18}/\text{cm}^3$ aufwies [Dov98]. Die p-Dotierung erschien aus diesem Grunde unmöglich. Die hohen Ladungsträgerdichten wurden vor allem durch die schlechte Materialqualität dieser Proben verursacht. Nach Einführung der Nukleationsschicht [Ama86,Nak91] und der damit verbundenen Verbesserung der Kristallqualität wurden Hintergrundladungsträgerdichten im Bereich von $1\text{-}5 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ erzielt.

In der aktuelleren Literatur wird häufig von Ladungsträgerdichten um $10^{17}/\text{cm}^3$ [An98, Göt96b ,Kor00] berichtet. Viele Gruppen finden sogar, dass nominell undotiertes GaN semiisolierend [Che96, Dov96, Sha95, Bec97, Nie97, Kel99], in jedem Falle aber n-leitend ist. Es scheint ein relativ abrupter Übergang zwischen leitend und nicht-leitend zu bestehen. Für die etablierten Verbindungshalbleiter GaAs oder InP sind Trägerdichten zwischen 10^{15} und $10^{16}/\text{cm}^3$ verbunden mit hohen Beweglichkeiten das Kennzeichen für hohe Reinheit und gute Kristallqualität. Solche Berichte stehen für GaN noch aus. Durch diese Beobachtungen werden zwei Fragen aufgeworfen. Was ist die Ursache für die (mehr oder weniger hohe) n-Hintergrundladungsträgerdichte, und warum tritt der Übergang zu isolierendem Material so schlagartig auf?

Bei der Frage nach der Ursache der Ladungsträgerdichte galt lange Zeit ähnlich wie bei den II/VI-Halbleitern die anionische Fehlstelle [Gun97], im Falle von GaN also die Stickstoffvakanz V_N , als wahrscheinlichste Ursache [Pol96]. Inzwischen hat sich jedoch eine andere Vorstellung durchgesetzt. Van de Walle und Neugebauer [Neu94, Neu96b,

Neu96c] berechneten die Bildungsenergie von intrinsischen Defekten in GaN in Abhängigkeit von der Lage des Fermi-niveaus (siehe Abbildung 5.1). Sie haben dabei Sauerstoff und Silizium als „quasi“-intrinsische Defekte ebenfalls mit in Betracht gezogen, da diese in der MOVPE mindestens in Spuren als Restverunreinigung der Metallorganika und Gase immer präsent sind.

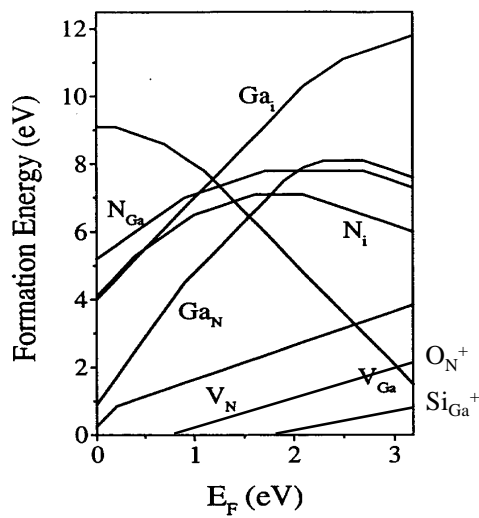


Abbildung 5.1: Bildungsenergie verschiedener intrinsischer Defekte in GaN über der Fermienergie. Da die Anwesenheit von Silizium und Sauerstoff in der Epitaxie praktisch nicht zu verhindern ist, wurden die Defekte O_N und Si_{Ga} in die Darstellung mit aufgenommen (nach Neugebauer und van de Walle [Neu94,Neu96b,Neu96c]).

Diese Rechnungen zeigen, dass der Defekt Silizium auf Galliumplatz (Si_{Ga}^+) die mit Abstand kleinste Bildungsenergie hat, falls das Fermi-niveau nahe der Leitungsbandkante liegt. Ebenso sind die Defekte O_N (Sauerstoff auf Stickstoffplatz) und V_{Ga} (Galliumvakanz) sehr wahrscheinlich. Nur für den Fall der p-Dotierung, (Fermi-niveau nahe des Valenzbandes) spielt die Stickstoffvakanz V_N eine Rolle. Dort (siehe Kapitel 6) ist das Auftreten dieser Fehlstelle in der Tat ein großes technologisches Problem [Kau98,Kuh99].

Welche Defekte sind nun für die n-Hintergrunddotierung in GaN verantwortlich? Die Galliumvakanz wird üblicherweise für das Auftreten der in GaN oft beobachteten „gelben Lumineszenz“ verantwortlich gemacht [Neu96b] und hat in Bezug auf die elektrischen Eigenschaften keine Bedeutung. Damit verbleiben O_N^- und Si_{Ga}^+ als Quellen für die immer beobachtete n-Leitfähigkeit in undotiertem GaN. Bedenkt man weiterhin die relativ kleinen Aktivierungsenergien dieser Defekte von 12-17 meV für Si (siehe Kapitel 5.3 oder [Göt96b]) bzw. 25-30 meV für O [Kor00], wird plausibel, dass sowohl Sauerstoff als auch Silizium sehr gute Donatoren in GaN sind. Dass sich diese

Dotanden mit höchster Effizienz in den Wirtskristall einbauen, zeigten auch unsere Dotierversuche (siehe Kapitel 5.1).

Der in der MOVPE von GaN als Stickstoffquelle benötigte Ammoniak (NH_3) enthält als Restverunreinigung immer gewisse Mengen Sauerstoff. Da aufgrund der großen Stabilität des NH_3 -Moleküls sehr hohe Strömungen benötigt werden, besteht die Gefahr, dass insgesamt sehr viel Sauerstoff in den GaN-Kristall eingebaut wird. Daraus ergibt sich im Vergleich zur Epitaxie von Gruppe-III-Arseniden oder -Phosphiden die technologische Anforderung nach höchster Reinheit der Prozessgase. Der in dieser Arbeit verwendete NH_3 hatte die Qualität 6.4 N und gilt als das reinste auf dem Markt verfügbare Produkt. Zusätzlich wurden Gasreiniger auch für die Trägergase Wasserstoff und Stickstoff benutzt.

Die zur Erzeugung der für die GaN-Epitaxie notwendigen hohen Temperaturen verwendete Hochfrequenzheizung ist in diesem Zusammenhang ebenfalls erwähnenswert. Mit ihrer Hilfe wird erreicht, dass sich nur der Suszeptor erhitzt, nicht die Quarzglaswände des Reaktors und somit eine mögliche Ausdiffusion von Si eingeschränkt wird. Weitere technische Details finden sich in Kapitel 3.2.

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten nominell undotierten Schichten wiesen semiisolierende Eigenschaften auf. Um diesen Begriff im Zusammenhang mit eigenen Proben zu quantifizieren, wird folgende Abschätzung gemacht: Um eine zuverlässige Hallmessung vorzunehmen, ist es notwendig, Ströme von mindestens $I = 1 \mu\text{A}$ durch eine Probe (typisch $5 \times 5 \text{ mm}^2$) zu schicken. Die dazu verwendete Stromquelle liefert Spannungen von maximal $U = 100 \text{ V}$. Dennoch war es nicht möglich, die geforderten Ströme einzuprägen. Die Probengeometrie sei für diese Abschätzung vereinfacht als Quader der Länge $l = 5 \text{ mm}$ und der Breite $b = 5 \text{ mm}$ angenommen. Weiter sei die Probendicke $d = 1 \mu\text{m}$. Vernachlässigt man Kontaktwiderstände, ergibt sich:

$$\rho > \frac{U}{I} \cdot \frac{b \cdot d}{l} = \frac{100 \text{ V}}{1 \mu\text{A}} \cdot \frac{5 \text{ mm} \cdot 1 \mu\text{m}}{5 \text{ mm}} = 10^4 \Omega\text{cm} \quad (5.1)$$

Weitergehende Untersuchungen an diesen Proben von H. Witte und Mitarbeitern [Wit00] zeigten, dass der spezifische Widerstand in vielen Fällen zu mindestens $10^8 \Omega\text{cm}$ abgeschätzt werden kann.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die Hochohmigkeit des GaN für Anwendungen in der Hochfrequenz- bzw. Leistungselektronik von großer praktischer Bedeutung ist. Bei den dafür benötigten AlGaN/GaN-Heterostrukturen sind die

Ladungsträger idealerweise ausschließlich an der Grenzfläche zwischen AlGa_N und GaN lokalisiert. Weist der GaN-Puffer jedoch eine endliche Leitfähigkeit auf, führt dies immer zu parasitären Strömen (siehe dazu auch Kapitel 7.3).

In diesem Abschnitt soll unter anderem die Frage geklärt werden, ob und wie sich der abrupte Übergang von leitend zu isolierend bei nominell undotiertem GaN erklären lässt. Dazu wird in Kapitel 5.1 die Einbaueffizienz von Si bestimmt und es zeigt sich, dass die theoretischen Vorhersagen die Experimente sehr gut beschreiben. In Kapitel 5.2 werden Beweglichkeit und Ladungsträgerdichte der in dieser Arbeit hergestellten Silizium-dotierten Proben dargestellt. Hierbei wurde der Übergang isolierend-leitend beobachtet und mit einem Modell plausibel gemacht. Die temperaturabhängigen Hallmessungen aus Kapitel 5.3 dienen dazu, die Aktivierungsenergie von Si in GaN zu bestimmen. Es ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den Werten aus der Literatur. Außerdem wird gezeigt, dass unter Berücksichtigung von Abschirmeffekten eine interessante Konsistenz zwischen den aus der Photolumineszenz gewonnenen und den hier ermittelten Daten besteht.

5.1 Einbaueffizienz von Si in GaN

In diesem Abschnitt wird die Einbaueffizienz von Si in GaN bestimmt. Außerdem zeigen wir, welche Ladungsträgerdichten durch die Dotierung mit Si erreichbar sind. Das Si-Atom muss, wenn es als Donator fungieren soll, das Ga-Atom im GaN-Kristall ersetzen. Deshalb kann die Einbaueffizienz sinnvoll definiert werden als Verhältnis des relativen Si-Anteils des Festkörpers im Vergleich zur Konzentration in der Gasphase. In erster Näherung nehmen wir an, dass *jedes* eingebaute Si-Atom ein Elektron liefert. In Abbildung 5.2 ist die Ladungsträgerdichte einer Reihe in dieser Arbeit epitaxiierten Si-dotierten Proben als Funktion der $[Si]/([Si]+[Ga])$ -Konzentration der Gasphase dargestellt. Die Trägerdichte ist direkt proportional zur Zahl der ionisierten Si-Atome (rechte Achse).

Es ist interessant, dass sich das Silizium-Atom effizienter als das Ga-Atom einbaut, denn das Verhältnis der ionisierten Silizium-Atome zur Gesamtzahl der Gruppe-III-Atome ist um den Faktor 2,3 größer als in der Gasphase (rechte Achse). Da nicht alle Silizium-Atome ionisiert sind, ist das Verhältnis $[Si]/([Si]+[Ga])$ im Kristall tatsächlich noch größer. Die beobachtete gute Einbaueffizienz des Si in GaN unterstützt also die Theorie Neugebauers und van de Walles.

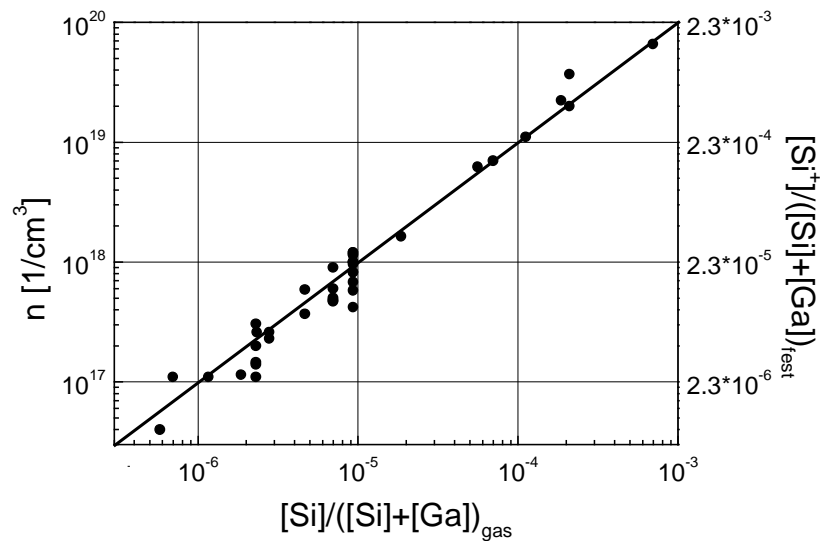


Abbildung 5.2: Ladungsträgerkonzentration n über dem $[\text{Si}]/([\text{Si}]+[\text{Ga}]_{\text{gas}})$ -Verhältnis der Gasphase. Die rechte Achse ist auf das Verhältnis ionisierte Donatoren zu Gruppe-III-Elemente umgerechnet. Der Si-Einbau ist also mindestens um einen Faktor 2,3 effizienter als der von Ga.

Es bleibt festzuhalten, dass es gelang, kontrolliert GaN:Si-Schichten abzuscheiden, deren Elektronenkonzentration über drei Größenordnungen variierte. In der Literatur finden sich bislang keine Berichte über die Epitaxie von GaN:Si mit $n < 10^{17}/\text{cm}^3$.

5.2 Spezifischer Widerstand und Beweglichkeit

In diesem Abschnitt wird die Frage geklärt, welchen Leitfähigkeitsbereich man durch die Si-Dotierung von GaN abdecken kann und welche Beweglichkeiten die Schichten als Funktion der Ladungsträgerdichte aufweisen. Ein für die Epitaxie von Bauelementstrukturen relevanter Wert ist die Dotierung, bei welchem die maximale Leitfähigkeit des Materials bei noch akzeptabler Qualität gefunden wird.

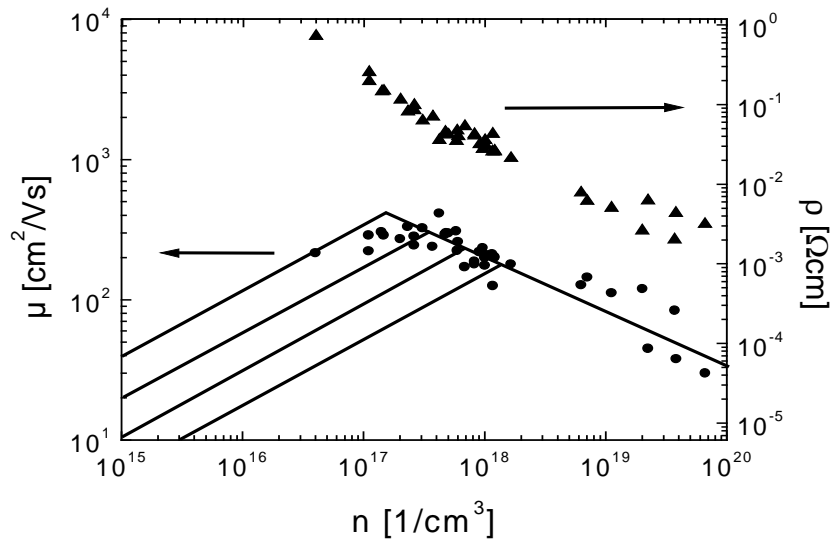


Abbildung 5.3: Beweglichkeit (links) und spezifischer Widerstand (rechts) bei Raumtemperatur über der Ladungsträgerdichte. Die durchgezogenen Linien sind Berechnungen nach Weimann et al. [Wei98]. Weitere Erklärungen siehe Text.

In Abbildung 5.3 sind der spezifische Widerstand sowie die Beweglichkeit als Funktion der Ladungsträgerdichte der im letzten Abschnitt vorgestellten Proben aufgetragen. Der spezifische Widerstand verringert sich in dem untersuchten Bereich mit zunehmender Ladungsträgerdichte stetig, so dass quasi beliebig kleine Widerstände realisierbar sind (der kleinste Wert beträgt $2 \text{ m}\Omega\text{cm}$). Bei einer Trägerdichte von $n = 2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ erhält man Beweglichkeiten von etwa $200 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$. Dieser Wert deutet auf eine noch sehr gute Kristallqualität hin. Weitergehende Untersuchungen wie Photolumineszenz oder Röntgendiffraktometrie bestätigten dies. Daher wird $n = 2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ als gute Dotierung von n-leitenden Schichten in Bauelementstrukturen angesehen und in der Epitaxie von Laserstrukturen (siehe Kapitel 8) eingesetzt.

Der Verlauf der Beweglichkeit als Funktion der Ladungsträgerdichte zeigt ein Verhalten, das untypisch für klassische III-V-Halbleiter ist. Während üblicherweise die höchsten Beweglichkeiten für die kleinsten Ladungsträgerdichten gefunden werden, deutet sich beim Verlauf für GaN ein Maximum an. Dieses Maximum wird von anderen Gruppen ebenfalls gefunden [Wei 98] und kann wie folgt erklärt werden: Die in

heteroepitaktisch hergestelltem GaN immer sehr zahlreich vorhandenen linienförmigen Versetzungen mit Konzentrationen von $5 \cdot 10^8$ - $5 \cdot 10^{10}/\text{cm}^2$ können sich elektrisch aufladen, sie fungieren als Elektronenfallen. Diese geladenen Versetzungslinien reduzieren die Beweglichkeit bei niedrigen Ladungsträgerdichten dramatisch, während sie bei höheren Trägerdichten praktisch keine Rolle spielen, da das von ihnen ausgehende elektrische Feld abgeschirmt ist. In Abbildung 5.3 ist der berechnete Verlauf $\mu(n)$ für verschiedene Versetzungsdichten (zwischen $5 \cdot 10^9/\text{cm}^2$ und $5 \cdot 10^{10}/\text{cm}^2$) nach Weimann et al. [Wei98] eingezeichnet. In dem Bereich $n < 1 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ ist die Streuung an geladenen Versetzungslinien so stark, dass die Beweglichkeit je nach Dichte der Versetzungen deutlich unter $\mu = 10 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ liegen kann. Proben mit sehr kleinen Ladungsträgerdichten können also sehr kleine Beweglichkeiten aufweisen. Dies ist der Schlüssel zum Verständnis, warum sehr reine, nominell undotierte Proben in vielen Fällen hochohmig sind. Für die Reduktion der Beweglichkeit in dem Bereich $n > 5 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ ist die zunehmende Streuung an den immer zahlreicher vorhandenen Donatoren verantwortlich. Die Abnahme ist relativ moderat, weil sich gleichzeitig die Abschirmung der Defekte verbessert.

In GaN ist es sehr schwierig, Schichten mit Elektronenkonzentrationen unterhalb $1 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ herzustellen. Das hängt damit zusammen, dass eine gewisse Zahl von Elektronen gebraucht wird, um die Versetzungslinien abzusättigen. Die Probe mit der kleinsten Dotierung hatte eine Elektronenkonzentration von $n = 4 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$. Ein nur leicht reduzierter Dotierfluss führte zu isolierenden Proben.

5.3 Aktivierungsenergie in GaN:Si

Die Aktivierungs- oder Ionisierungsenergie eines Donators in einem Halbleiter bezeichnet die notwendige Energie, um ein Elektron des Spenderatoms von dessen positiven Rumpf zu entfernen. Es steht damit als quasi freier Ladungsträger im Leitungsband zur Verfügung. Für Akzeptoren und Löcher gilt der analoge Zusammenhang. Häufig wird die Aktivierungsenergie eines Donators in einem Halbleiter mit dem Wasserstoffatom in einem Dielektrikum verglichen, wobei die effektive Elektronenmasse des Halbleiters, die freie Elektronenmasse ersetzt (Kapitel 5.4). Dies ist eine recht grobe Näherung, die die Eigenschaften des Dotanden nicht berücksichtigt. Als Faustregel gilt, dass ein „guter“, zu einem großen Teil ionisierter Donator, eine

Aktivierungsenergie aufweist, die kleiner ist als die thermische Energie, also bei Raumtemperatur $< 25 \text{ meV}$ ist.

Zur Bestimmung der Aktivierungsenergie des Si-Donators in GaN wurden temperaturabhängige Messungen des Halleffekts vorgenommen. Abbildung 5.4 zeigt die Ergebnisse für zwei Proben mit Raumtemperaturwerten von $1,1$ bzw. $2,5 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ Ladungsträgern in der sogenannten Arrheniusauftragung. Aus der Steigung der Funktion ergibt sich für die höher dotierte Probe eine Aktivierungsenergie von $13,3 \text{ meV}$, für die schwächer dotierte von $15,3 \text{ meV}$. Beide Werte stehen in guter Übereinstimmung mit der Literatur [Göt96b].

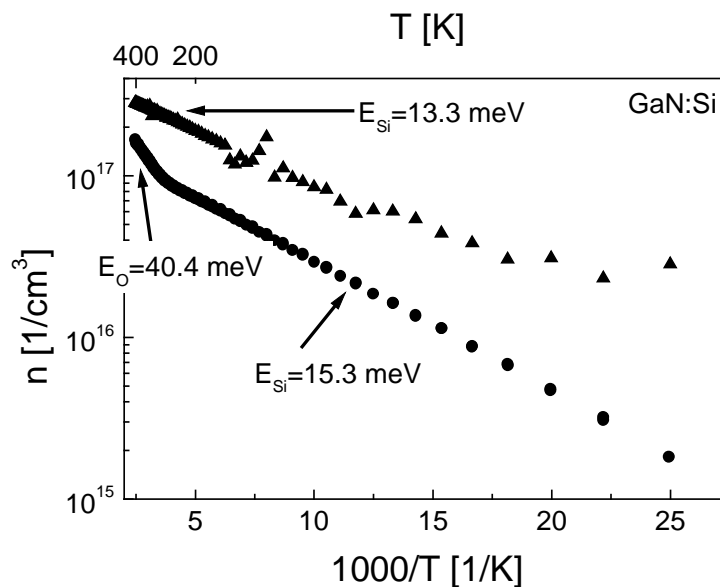


Abbildung 5.4: Ladungsträgerdichte in Arrhenius-Auftragung zweier n-dotierter GaN-Proben mit Raumtemperaturkonzentrationen von $n = 1,1$ bzw. $2,5 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$. Für die schwächer dotierte Probe tritt bei höherer Temperatur ein weiteres Niveau auf, die stärker dotierte Probe zeigt bei tiefen Temperaturen Anzeichen von Störbandleitung.

Die schwächer dotierte Probe zeigt eine weitere interessante Eigenschaft. Für Temperaturen oberhalb 250 K geht die Funktion $n(T)$ in eine höhere Steigung über. Es wird ein weiteres Donatorniveau sichtbar, das eine Aktivierungsenergie von $40,4 \text{ meV}$ aufweist. Das ist ein Wert, der für den Defekt O_N (Sauerstoff auf einem Stickstoffplatz)

gefunden wird [Mei00]. Dies ist ein weiterer Hinweis für die Neigung des GaN, Sauerstoff einzubauen. Die höher dotierte Probe zeigt bei Temperaturen unterhalb von 50 K ein Abflachen des Verlaufs $n(T)$. Offenbar wird dort die Leitung innerhalb eines Störbandes der dominierende Mechanismus.

Es stellt sich die Frage, woher der Unterschied in den beiden ermittelten Aktivierungsenergien kommt und ob außerdem die in Kapitel 4.3 aus Photolumineszenzmessungen ermittelte Ionisierungsenergie ebenfalls in einem Zusammenhang dazu steht. In nahezu allen MOVPE-Proben dominiert der Zerfall eines an einem neutralen Donator gebundenen Exzitons das Spektrum. Wie in Kapitel 4.3 gezeigt wurde, besitzt dieser Donator die Aktivierungsenergie von 28 meV. Ganz allgemein ist die Aktivierungsenergie eines Dotieratoms in einem Halbleiter von seiner Hintergrundladungsträgerdichte nicht unabhängig, da diese abschirmend wirkt und somit diesen Wert reduziert. Üblicherweise wird dies durch den empirischen Ausdruck

$$E_D(N_D) = E_D(0) - \alpha \cdot N_D^{1/3} \quad (5.2)$$

beschrieben, wobei N_D die Konzentration des Dotierstoffs ist und $E_D(0)$ die Aktivierungsenergie bei $N_D = 0$ bzw. $n = 0$ bedeuten. Bei einer Photolumineszenzmessung bei 4.2 K sollten alle Ladungsträger ausgefroren sein. Außerdem wurde in Kapitel 4 besprochen, dass die in dieser Arbeit epitaxiierten, nominell undotierten Proben selbst bei Raumtemperatur semiisolierend sind. Setzt man nun in Gleichung 5.2 $E_D(0) = 28$ meV ein und verwendet für die Proportionalitätskonstante den Wert $\alpha = 2,1 \cdot 10^{-5}$ meVcm [Mey 95], ergibt sich der in Abbildung 5.5 dargestellte Verlauf.

Man erkennt, dass sich die in der Hallmessung ermittelten Werte gut beschreiben lassen. Die Tatsache, dass sich die drei Werte offenbar konsistent in dem Bild der Abschirmung verstehen lassen, ist schließlich auch ein starkes Argument, dass es sich bei dem in der Photolumineszenz dominierenden Donator *tatsächlich um Silizium handelt*. Das wird noch plausibler, bedenkt man die kleine Bildungsenergie von Si_{Ga} (siehe Kapitel 5.1) und dass O_{N} eine höhere Aktivierungsenergie hat, hier also nicht in Frage kommt.

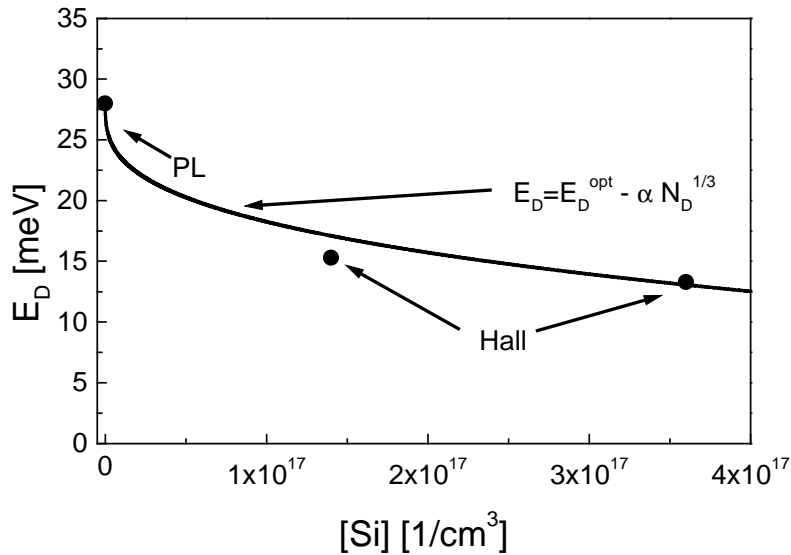


Abbildung 5.5: Aktivierungsenergie für eine nominell undotierte und zwei verschieden stark Si-dotierte Proben. Die Ladungsträgerdichte wurde in die Si-Konzentration umgerechnet. Die Gleichung beschreibt die Reduktion der Aktivierungsenergie durch Abschirmung, wobei die Proportionalitätskonstante α der Literatur entnommen wurde [Mey95].

Für diese Darstellung wurde die Ladungsträgerdichte in die Dotierstoffkonzentration umgerechnet. Dabei wurde die sich aus Neutralitätsbedingung und Annahme der Boltzmannverteilung ergebende Gleichung verwendet [Sze81]:

$$[Si] = [N_D] = (n + N_A) \cdot \left[\frac{g_D \cdot n \cdot e^{E_D/k_B T}}{N_L} \right] \quad (5.3)$$

Hierbei bedeuten N_A : Konzentration der (kompensierenden) Akzeptoren ($< 3 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$ angenommen), $g_D = 2$ Entartungsfaktor des Donators, $N_L = 2,23 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ effektive Leitungsbandzustandsdichte, mit $m_e = 0,22 m_0$ und $T = 300 \text{ K}$. Geht man davon aus, dass N_A klein ist gegen n , was hier durchaus realistisch scheint, hat der tatsächliche Wert von N_A praktisch keinen Einfluss auf N_D .

In Abbildung 5.6 ist die Beweglichkeit einer Si-dotierten Probe ($n = 1,1 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$) als Funktion der Temperatur in doppelt logarithmischer Darstellung aufgetragen.

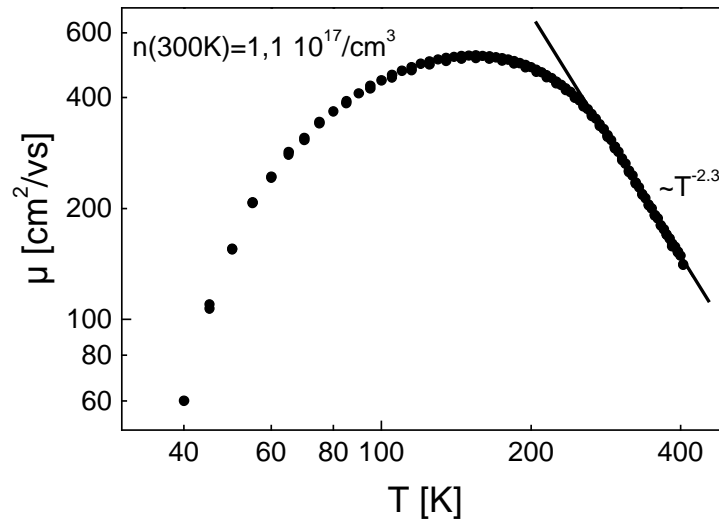


Abbildung 5.6: Beweglichkeit von GaN:Si als Funktion der Temperatur. Für höhere Temperaturen kann das Verhalten durch ein Exponentialgesetz $T^{-2,3}$ angepasst werden.

Der Verlauf zeigt ein für Halbleiter typisches Verhalten. Für tiefe Temperaturen dominiert die Streuung an ionisierten Störstellen, für hohe Temperaturen die Elektron-Phonon-Streuung. Diese lässt sich durch ein Exponentialgesetz mit dem Exponenten -2,3 anpassen. Eine Abweichung dieses Terms vom idealisierten Fall ($\mu \sim T^{-1,5}$) ist nicht ungewöhnlich, für n-Si wird beispielsweise $\mu \sim T^{-2,4}$ beobachtet [Buc94]. Die temperaturabhängigen Hallmessungen an n-AlGaIn/GaN-Heterostrukturen (Kapitel 7.2) ergaben ebenso wie die Messungen an GaN:Mg (Kapitel 6.6) den Exponenten -2,3.

5.4 Induzierte Defekte

Durch das Einbringen des Dotierstoffs Si in GaN wird das Auftreten der Galliumvakanz (V_{Ga}) wahrscheinlich [Neu96b]. Diese ist im Zusammenspiel mit dem Si-Donator nach Neugebauer et al. für die sogenannte gelbe Lumineszenz verantwortlich, einer breiten Bande zwischen 2,0 und 2,3 eV. Tatsächlich beobachtet man die gelbe Lumineszenz für die Proben mittlerer Dotierung (hier $1,2$ bzw. $7,0 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$, siehe Abbildung 5.7),

während sie für die schwach dotierten Proben nicht zu sehen ist. Bei höchsten Dotierkonzentrationen ist die gelbe Lumineszenz hingegen wieder fast verschwunden. Die selbe Beobachtung machten auch Lee [Lee97] und Zhang et al. [Zha95]. Sie stellen das Zurückgehen der gelben Lumineszenz mit dem Überschreiten der Entartungsgrenze in Zusammenhang ($n_{\text{Ent}} \approx 10 \cdot N_C = 2,23 \cdot 10^{19} / \text{cm}^3$) [Lan92].

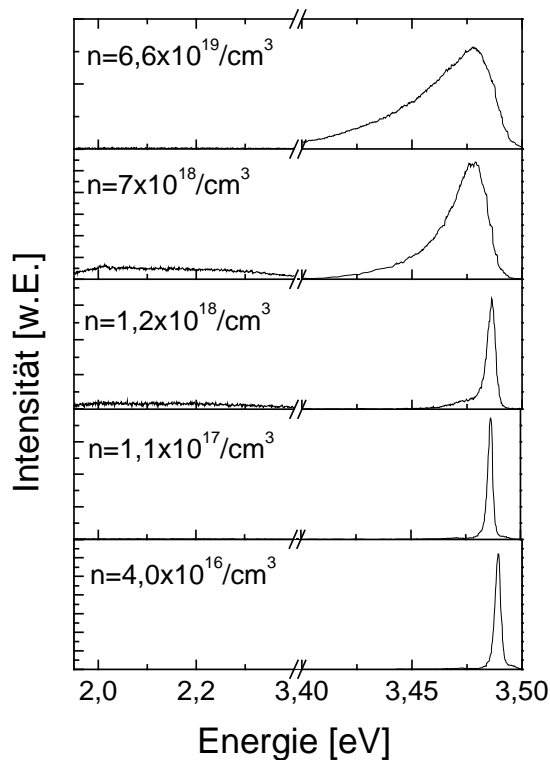


Abbildung 5.7: Photolumineszenzspektren bei 4,2 K in der Nähe der Bandkante und im Bereich der „gelben Lumineszenz“ für eine Serie unterschiedlich stark dotierter GaN:Si-Proben.

Mit zunehmender Dotierung treten zwei weitere Effekte auf. Das Maximum der Emissionsenergie zeigt eine Rotverschiebung, während sich die Linienbreiten erheblich vergrößern. Diese scheinbare Reduktion der Energielücke wurde von mehreren Gruppen beobachtet und kann durch Potentialfluktuationen, hervorgerufen durch die im Gitter verteilten Donatoren, erklärt werden [Yang99, Zha98]. Anschaulich wird das, wenn man abschätzt, ab welcher Ladungsträgerdichte Fluktuationen des Leitungsbandes merklich werden. Das ist sicher dann der Fall, wenn sich die Bohrschen Bahnen der Donatoren berühren. Der Radius der ersten Bohrschen Bahn eines Donators in GaN beträgt im Wasserstoff-Modell:

$$r = a_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{m_0}{m_e} = 2,3 \text{ nm} \quad (5.4)$$

mit $a_0 = 0,0529 \text{ nm}$ (Bohrscher Radius), $m_e = 0,22 m_0$ (effektive Masse) und $\varepsilon = 9,5$ [Ort98] für die Dielektrizitätskonstante. Nimmt man an, dass die Donatoren gleichförmig verteilt sind, folgt aus einer einfachen geometrischen Überlegung die kritische Ladungsträgerdichte von etwa $2 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$. Tatsächlich weichen ab dieser Konzentration Position und Halbwertsbreite der Photolumineszenz im Vergleich zum undotierten GaN deutlich ab.

Eine weitere Folge der Dotierung mit Si ist das Abnehmen der kompressiven Verspannung [Kis96]. Auch dies bewirkt, relativ zu undotiertem GaN, eine Verschiebung der PL-Energie zu kleineren Energien, jedoch ist der Effekt vergleichsweise klein. Gelegentlich wird in hochdotierten ($> 10^{19} / \text{cm}^3$) GaN:Si-Filmen, ähnlich wie in AlGaIn von Rissen berichtet [Kir98, Dov98]. Die hier vorgestellten Proben sind jedoch allesamt rissfrei.

Kapitel 6

Die p-Dotierung von GaN

Die erfolgreiche Realisierung der p-Dotierung von GaN durch Amano et al. [Ama89] und deren deutliche Verbesserung durch Nakamura et al. [Nak92] leitete einen Aufschwung in der GaN-Forschung ein, der bis zum heutigen Tag anhält. Bis 1996 verdoppelte sich die Zahl der Publikationen zum Thema GaN [Ins01] jährlich. Inzwischen stagnieren die Aktivitäten auf hohem Niveau. Die Pionierarbeiten dieser beiden japanischen Forschergruppen lenkte aber auch das Interesse der Industrie auf das Materialsystem der Nitride und führte schließlich zur erfolgreichen Realisierung und Kommerzialisierung von Leucht- [Aka91] und Laserdiode [Nak96].

Auch heutzutage ist die p-Dotierung von GaN ein sowohl aus wissenschaftlicher wie auch aus technologischer Sicht brisantes Thema. In nahezu allen Laserdioden auf GaN-Basis sind die Betriebsspannungen sehr hoch (siehe z.B. [Yan99]). Eine Ausnahme stellen eventuell die Bauteile der Firmen Nichia [Nak99,Nag01] und Xerox [Kne99,Kne01] dar. Für diesen hohen Spannungsabfall müssen sicherlich die niedrigen Leitfähigkeiten im p-GaN bzw. p-AlGaIn verantwortlich gemacht werden, ebenso wie die Kontaktspannung Metall/p-GaN. Selbstverständlich dürfen Ladungsträgerkonzentration und Kontaktspannung nicht unabhängig voneinander betrachtet werden und so führen niedrige Ladungsträgerdichten fast zwangsläufig zu hohen Kontaktwiderständen. Typische Löcherkonzentrationen bei Raumtemperatur, wie von vielen Gruppen berichtet, liegen bei $(2-5) \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ mit Beweglichkeiten von um $\mu = 10 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$. Dies führt zu Leitfähigkeiten von $\leq 1/(\Omega\text{cm})$. Insbesondere für die Laserdiode ist dies ein ernstes Problem, denn die hohe Verlustleistung führt zur raschen Erwärmung des Bauteils und zu einer Verschlechterung seiner Eigenschaften. Es

besteht großes Interesse, solche Spannungsverluste zu reduzieren. Denkt man darüber hinaus an Anwendungen von GaN:Mg in der Elektronik, beispielsweise in HBTs (Hetero Bipolar Transistor), sind die derzeitigen Leitfähigkeitswerte von GaN:Mg sicherlich viel zu niedrig.

Das Ziel dieses Teils der Arbeit waren Untersuchungen zum Verständnis der p-Dotierung in GaN. Insbesondere stellte sich die Frage, welche die geeigneten Wachstumsparameter sind, um eine möglichst hohe p-Leitfähigkeit zu erhalten. Bei der Durchführung der Experimente stand die Anwendbarkeit auf die Epitaxie von Bauelementstrukturen im Vordergrund. Deshalb wurden auch Fragen nach der Dotierverzögerung oder eventueller Diffusion des Dotierstoffs intensiv untersucht.

Zuerst aber werden Aspekte diskutiert, die die p-Dotierung von GaN besonders anspruchsvoll machen (Abschnitt 6.1). Der Schwerpunkt dieses Abschnitts ist die Untersuchung der Einflüsse der Epitaxieparameter auf die elektrischen Eigenschaften von GaN:Mg (Kapitel 6.3). Derjenige Parameter, der den grundsätzlichen Einfluss auf die Leitfähigkeit solcher Schichten hat, ist offensichtlich das Mg/Ga-Verhältnis in der Gasphase. Zum einen stellt sich die Frage, bis zu welchem Anteil sich Mg überhaupt in den GaN-Wirtskristall einbaut, zum anderen, welche elektrische Eigenschaften daraus resultieren. Wir werden außerdem sehen, dass die Photolumineszenz eine wichtige Charakterisierungsmethode für Mg-dotiertes GaN ist. Kapitel 6.4 beschäftigt sich mit der Frage, ob durch eine geeignete Variation der sogenannten „sekundären“ Wachstumsparameter die Leitfähigkeit in GaN:Mg erhöht werden kann. Insbesondere wurde der Einfluss von Wachstumstemperatur, Wachstumsrate und V/III-Verhältnis untersucht. Im Laufe dieser Arbeit gelangen entscheidende Verbesserungen der Leitfähigkeit der Schichten durch Veränderungen des Aktivierungsprozesses (Kapitel 6.5). Um abschätzen zu können, welcher Teil des eingebauten Magnesiums tatsächlich zur Leitfähigkeit beiträgt und wie groß der Einfluss von selbstkompensierenden Defekten ist (Kapitel 6.7), ist die Kenntnis der Aktivierungsenergie notwendig. Diese wurde aus temperaturabhängigen Hallmessungen gewonnen, die in Abschnitt 6.6 dargestellt sind. Die mögliche Diffusion des Dotierstoffs ist das Thema des Kapitels 6.8. In anderen Materialsystemen wie (AlGa)InP führt diese dazu, dass die Dotierung „zurückversetzt“ wird [Win99] und so die hohe Diffusionskonstante des Dotierstoffs kompensiert wird. Nach unseren Untersuchungen an modulationsdotierten Schichten mittels SIMS fanden wir allerdings keinerlei Hinweise auf eine Diffusion von Mg in GaN.

6.1 Besonderheiten der p-Dotierung von GaN

Dieser Abschnitt beschreibt, aus welchen Gründen die p-Dotierung in GaN so anspruchsvoll ist und deshalb erst relativ spät gelang. Es werden Parallelen zu anderen Halbleitern mit großem Bandabstand gezogen.

Hohe Hintergrunddotierung

Lange Zeit lag die Ladungsträgerdichte von nominell undotierten GaN-Schichten vor allem aufgrund schlechter Materialqualität bei Werten von $10^{18}/\text{cm}^3$ und höher. Das änderte sich durch die Einführung der Nukleationsschicht [Ama86,Nak91]. Weitere Verbesserungen bezüglich der Hintergrunddotierung gelangen durch bessere Verfügbarkeit reiner Prozessgase. Insbesondere Ammoniak ist erst seit wenigen Jahren in hoher, „halbleitertauglicher“ Qualität erhältlich (siehe hierzu auch Kapitel 5).

Hohe Aktivierungsenergie

Ein allgemeiner Trend in Halbleitern ist, dass die Aktivierungsenergie mit zunehmendem Bandabstand für Akzeptoren zunimmt. Abbildung 6.1 stellt für eine Reihe technologisch interessanter Halbleitermaterialien mit hohem Bandabstand die Aktivierungsenergie des flachsten bekannten Akzeptors über der Energielücke dar.

Die Untersuchungen an nahezu allen in Frage kommenden Akzeptoren für GaN zeigten, dass die Aktivierungsenergien bei 200 meV und höher liegen [Str92]. Die besten Ergebnisse erhalten die meisten Forscher mit dem Gruppe-II-Element Magnesium. Auch im Rahmen dieser Arbeit wurde ausschließlich Mg als p-Dotierstoff verwendet. Die hohe Aktivierungsenergie bedeutet in jedem Falle, dass nur ein kleiner Teil (etwa 1 % für Mg) der in das Kristallgitter eingebauten Akzeptoren elektrisch aktiv sind (siehe hierzu Abschnitt 6.6 und 6.7). Dies führt wiederum dazu, dass enorme Mengen des p-Dotierstoffs in den GaN-Wirtskristall eingebracht werden müssen (mit $[\text{Mg}] \sim 5 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ über eine Größenordnung mehr beispielsweise als in dem System AlInP:Mg). In einem derart verunreinigten Halbleiter muss deshalb die Beweglichkeit sehr klein sein (typisch $10 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ für GaN:Mg), weil die Streuung der Ladungsträger an Störstellen sehr groß ist. Zudem weist GaN eine hohe effektive Lochmasse auf ($m_h^* = 0,8 m_0$ [Tan94]), selbst in reinem Material ist die Löcherbeweglichkeit also stark limitiert.

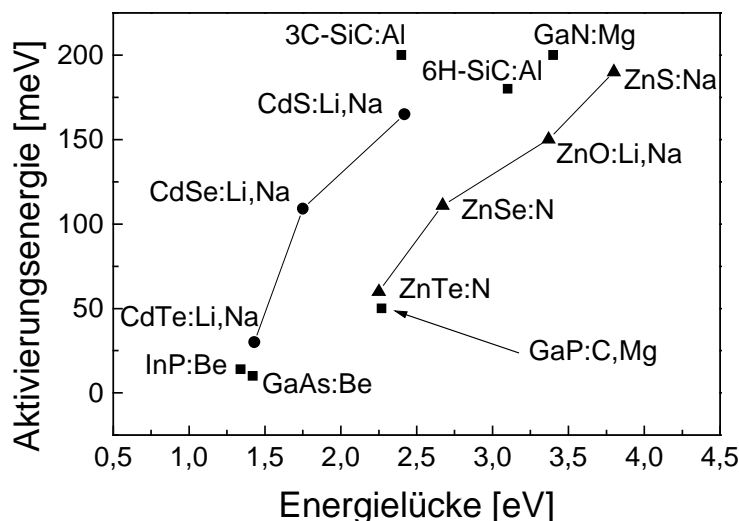


Abbildung 6.1: Aktivierungsenergie des flachsten bekannten Akzeptors über der Energielücke für eine Reihe technologisch interessanter Halbleiter mit hohem Bandabstand [Wat77,Bha97,Har95]. Für ZnO, ZnS, CdS und CdSe ist die p-Leitung bisher noch nicht realisiert.

In jüngster Zeit gibt es einige Berichte von sehr hohen Löcherkonzentrationen ($> 10^{18}/\text{cm}^3$) aufgrund reduzierter Aktivierungsenergien in kodotiertem GaN. Beispiele sind das System GaN:Be:O [Bra96], GaN:Mg:Si [Kim99] oder GaN:Mg:O [Kor01]. Sicherlich muss hier abgewartet werden, inwiefern sich diese Daten auf andere Labors übertragen lassen, bzw. ob sich solche Prozesse auch auf Bauelemente erfolgreich anwenden lassen.

Passivierung des Mg

Amano et al. [Ama89] stellten bei der Untersuchung von mittels MOVPE epitaxiertem GaN:Mg fest, dass die Schichten elektrisch isolierend waren. Die technologische Überwindung dieses Problems gelang ihnen durch einen ex-situ Prozess, bei dem das GaN mit niederenergetischen Elektronen bestrahlt wird (LEEBI: Low Energy Electron Beam Irradiation). Nakamura [Nak92] unterzog die Proben einem thermischen Ausheilen und beobachtete ebenfalls einen Übergang zwischen isolierend und p-leitend.

Inzwischen ist bekannt, dass Wasserstoff zusammen mit Magnesium einen Komplex bildet, der elektrisch neutral ist [Neu95,Oka96]. Diese Komplexe müssen durch einen sogenannten Aktivierungsschritt aufgebrochen werden. Somit kann der Wasserstoff aus der Probe ausdiffundieren und das Magnesium als Akzeptor fungieren. Es ist offensichtlich, dass diese Problematik nur die MOVPE betrifft, nicht die MBE, da in der MOVPE Wasserstoff als Trägergas immer präsent ist. Selbst wenn Stickstoff als Trägergas verwendet würde, ist in den Metallorganika genügend Wasserstoff vorhanden, um für die Passivierung zu sorgen.

Die Passivierung von Akzeptoren durch Komplexbildung mit Wasserstoff ist ein Phänomen, das in vielen III/V-Verbindungshalbleitern in Verbindung mit verschiedenen Dotanden beobachtet wurde. Beispiele sind die Systeme GaAs:C, InP:Be oder $(\text{AlGa})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P:Mg}$ [Nic99, Str97, Win99]. Im Vergleich zu den angesprochenen Materialien scheint in GaN eine gute Aktivierung der Akzeptoren technologisch viel schwieriger.

In den letzten Jahren zeigte sich jedoch, dass die Anwesenheit von Wasserstoff während der p-Dotierung von GaN insgesamt vorteilhaft ist, da er den Einbau des Mg stark unterstützt (siehe auch Kapitel 6.3.1).

Selbstkompensation

Wie für viele Halbleiter mit hoher Bandlücke bekannt [Man64], neigt auch GaN zur Selbstkompensation. Das bedeutet, dass während des Dotiervorgangs kompensierende Defekte gebildet werden, welche die Löcherkonzentration bei Überschreiten eines bestimmten Dotierniveaus drastisch reduzieren. Nach Kaufmann et al. [Kau98,Kau00] ist die Selbstkompensation der Hauptgrund, weshalb in GaN:Mg nur sehr schwer wirklich hohe Löcherdichten erzeugt werden können. Auch in ZnSe:N ist es aufgrund dieses Effekts momentan nicht möglich, Konzentrationen größer als $1 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ zu erzielen [Gun97]. Die Selbstkompensation tritt auch bei GaN:Si auf (siehe Kapitel 5.4), wirkt sich dort aber nicht merklich auf die elektrischen Eigenschaften aus.

6.2 Probenaufbau und Messtechnik

Für die Untersuchung der elektrischen Eigenschaften von GaN:Mg wurden 750 nm dicke Schichten auf einem Puffer aus undotiertem GaN gleicher Dicke abgeschieden.

Im Laufe dieser Arbeit wurde dieser Puffer um eine Zwischenschicht bestehend aus 750 nm schwach Mg-dotiertem (etwa $5 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$) und somit kompensiertem GaN erweitert (siehe Abbildung 6.2). Es konnte gezeigt werden, dass diese Zwischenschicht hervorragende Isolationseigenschaften besitzt.

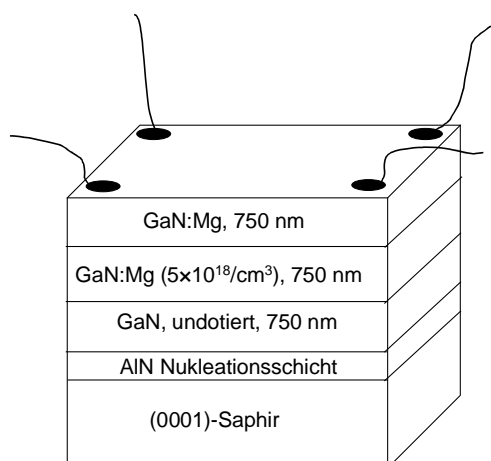


Abbildung 6.2: Vertikalstruktur zur Untersuchung der elektrischen Eigenschaften von p-GaN. An den Ecken der Probe sind nach der Methode von van der Pauw Kontakte angebracht.

Voraussetzung für die korrekte Durchführung einer elektrischen Messung ist, dass der eingeprägte Strom ausschließlich in der zu untersuchenden Schicht fließt. Der einfachste Weg, dies zu erreichen, wäre die direkte Abscheidung der GaN:Mg-Schicht nach der Nukleationsschicht. Jedoch sind an der Grenzfläche von Nukleations- und Epitaxieschicht viele donatorartigen Defekte vorhanden [Ans00], die die Hallmessung verfälschen würden. Praktisch alle Forschergruppen realisieren deshalb einen isolierenden Puffer. Neben den schon genannten Möglichkeiten kann hier auch die Raumladungszone eines p/n-Übergangs ausgenutzt werden [Koz00]. In dieser Arbeit zeigte sich, dass die in Abbildung 6.2 gezeigte Struktur bezüglich der Reproduzierbarkeit die besten Ergebnisse lieferte.

Die Löcherkonzentration und die Löcherbeweglichkeit wurden mittels Widerstands- und Hallmessung bestimmt. Dazu wurden nach der Methode von van der Pauw [Pau58] sehr nahe an den Ecken einer quadratischen Probe durch thermisches Aufdampfen Kontakte aufgebracht. Die Position der Kontakte wurde durch Schattenmasken definiert, als Kontaktmetalle fungierten wegen der exzellenten Haftung dieser Kombination eine Abfolge aus 50 nm Ni und 300 nm Au. Bei dieser Methode werden an die Kontaktwiderstände relativ geringe Ansprüche gestellt. Verwendet man die

Abschätzung aus Kapitel 5, erkennt man leicht, dass für typische spezifische Widerstände von GaN:Mg von einigen Ωcm der Widerstand der gesamten Probe bei einigen $10\text{ k}\Omega$ liegt. Setzt man für die Kontaktgröße 1 mm^2 und für den spezifischen Kontaktwiderstand einen fast unrealistisch hohen Wert von $1\text{ }\Omega\text{cm}^2$ an, ergibt sich für die Kontaktwiderstände jeweils $100\text{ }\Omega$, also etwa 2 Größenordnungen weniger als für den Materialwiderstand der Probe.

In vielen Auswertungen dieses Kapitels wurde nicht die Löcherdichte sondern der spezifische Widerstand der Proben miteinander verglichen. Das geschah aus mehreren Gründen:

- i) Die Messung des spezifischen Widerstandes ist genauer als die Hallmessung, da für typische Magnetfelder von 1 T die Hallspannung viel kleiner ist als die Proben-spannung. Insbesondere kann man zeigen, dass die Messgenauigkeit der Hallmessung direkt mit der Ladungsträgerbeweglichkeit zusammenhängt.
- ii) Der Probenwiderstand wird in GaN:Mg im wesentlichen durch die Löcherdichte bestimmt, die Löcherbeweglichkeiten hingegen variieren kaum und liegen bei etwa $10\text{ cm}^2/(\text{Vs})$ [Eit97, Kim00, Smo00, Ric01].
- iii) Das objektivste Maß, um die Qualität von p-leitendem GaN aus bauelement-revanter Sicht zu beurteilen, ist der spezifische Widerstand, er bestimmt den Spannungsabfall.

Hin und wieder treten in der Diskussion um die elektrischen Eigenschaften von GaN:Mg Missverständnisse auf, da manchmal von sehr hohen Löcherdichten berichtet wird. Allerdings tauchen solche Werte fast immer nur in Kombination mit extrem kleinen Beweglichkeiten auf [Kum00]. Diese Daten können also auch sehr leicht aufgrund der oben angesprochenen Messunsicherheit zustande kommen.

6.3 Fundamentale Eigenschaften in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration

6.3.1 Spezifischer Widerstand

Die Abbildung 6.3 (oben) zeigt den spezifischen Widerstand ρ einer Probenserie über der Dotierkonzentration γ , mit

$$\gamma = \frac{[Mg]}{GruppeIII} = \frac{[Mg]}{[Mg] + [Ga]} \quad (6.1)$$

in der Gasphase. In Übereinstimmung mit einer Reihe von Veröffentlichungen ergibt sich ein minimaler Widerstand für einen bestimmten Wert γ_{\min} . Dieses Verhältnis hängt sehr stark von den experimentellen Bedingungen ab und muss von Fall zu Fall optimiert werden. In unseren Experimenten lag die optimale Dotierung bei etwa $\gamma_{\min} = 0,4 \%$. Den Verlauf von $\rho(\gamma)$ kann man wie folgt erklären. Für $\gamma < 0,4 \%$ nimmt die Zahl der Ladungsträger mit der Zahl der Dotieratome zu. Dies ist das erwartete Verhalten. Für $\gamma > 0,5 \%$ hingegen werden offenbar Defekte generiert, welche die Ladungsträger kompensieren. In diesem Bereich werden sogar viel mehr Defekte als Ladungsträger erzeugt, denn der Widerstand nimmt insgesamt stark zu. Inzwischen herrscht in der Literatur weitgehende Einigkeit, dass es sich bei diesem Defekt um eine Wechselwirkung zwischen Magnesium auf einem Galliumplatz (Mg_{Ga}) und der Stickstoffvakanz (V_N) handelt [Neu96a,Kau98]. Abbildung 6.3 (Mitte) zeigt den Mg-Gehalt der Proben dieser Serie über γ . Auch hier lässt sich der Verlauf in zwei Bereiche einteilen: In einen näherungsweise linearen, in welchem die Dotierstoffkonzentration mit dem Mg-Angebot zunimmt und in einen Bereich der Sättigung. Offenbar kann die Konzentration des Mg nicht wesentlich über $10^{20}/\text{cm}^3$ gesteigert werden.

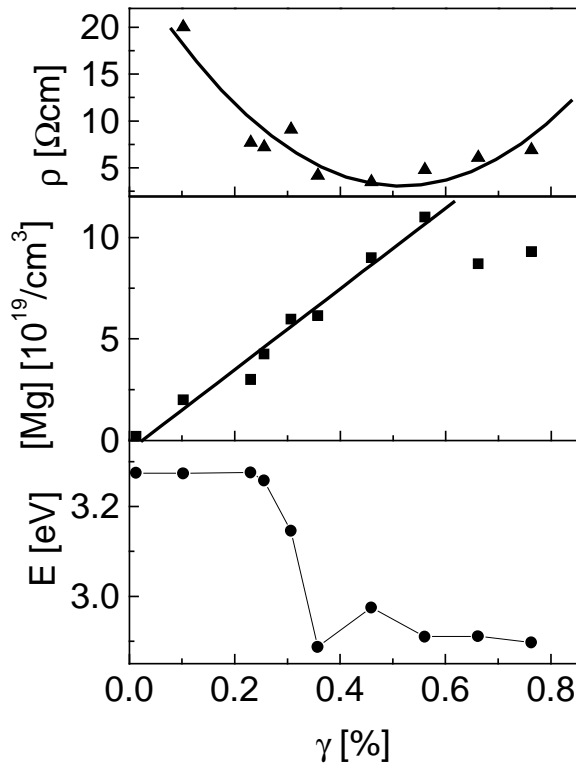


Abbildung 6.3: Spezifischer Widerstand ρ (oben), Mg-Gehalt (Mitte) und Position der maximalen PL-Emission (unten) als Funktion der Dotierkonzentration γ . Der Mg-Gehalt wurde mit SIMS bestimmt.

Dies steht im Einklang mit den Berechnungen von Neugebauer und Van de Walle [Neu96a] (siehe Abbildung 6.4). Sie haben die maximale Löslichkeit von Mg in GaN ausgerechnet, einmal in Anwesenheit von Wasserstoff, das andere Mal ohne. Für den Fall, dass das Kristallwachstum unter Wasserstoff stattfindet, was bei der MOVPE praktisch immer der Fall ist, ist die Löslichkeit von Mg sehr viel höher und stimmt größenordnungsmäßig mit unseren experimentellen Daten überein. Außerdem ist dem Diagramm zu entnehmen, dass sich mit zunehmendem Mg-Gehalt Stickstoffvakancen (V_N) bilden, wobei auch hier die Anwesenheit von Wasserstoff vorteilhaft zu sein scheint. Wasserstoff wird ebenfalls in den Kristall eingebaut, und zwar fast in gleichem Maße wie Mg. Obwohl der Wasserstoff in einem zusätzlichen Prozessschritt aus der Probe entfernt werden muss, ist er für das Wachstum von GaN:Mg also durchaus vorteilhaft, denn er begünstigt sowohl Einbau wie auch Defektreduktion. Überlegungen ähnlich wie beim MOVPE-Wachstum von InGaN Stickstoff als Trägergas zu verwenden [Sug98,Sch98], erscheinen deshalb nicht sinnvoll.¹

¹ Eine „wasserstofffreie“ Kristallzucht ist in der MOVPE grundsätzlich nicht möglich, da neben den Hydriden auch die Metallorganika Wasserstoff enthalten.

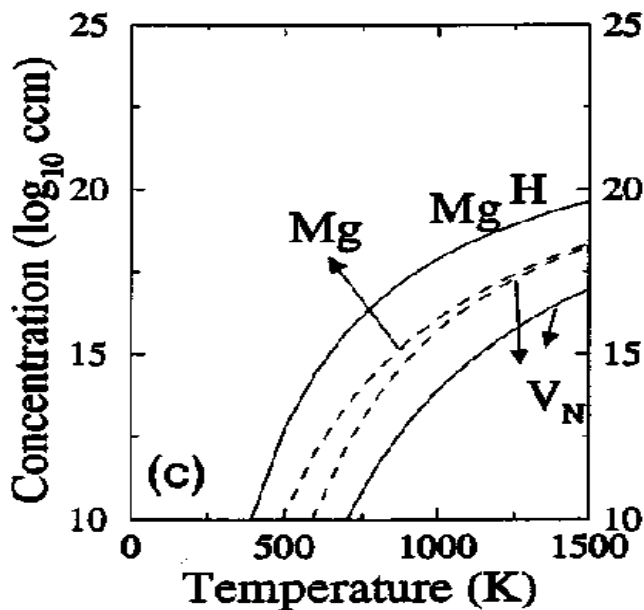


Abbildung 6.4: Berechnete Löslichkeit des Mg in GaN als Funktion der Wachstumstemperatur im Falle der Anwesenheit von Wasserstoff (durchgezogene Linien) und im Vakuum (gestrichelt). Nach Neugebauer et al. [Neu96a].

6.3.2 Photolumineszenz

Betrachten wir für diese Serie das Maximum der Photolumineszenzenergie (Abbildung 6.3 unten). Die Serie zerfällt in zwei Klassen: Weniger stark dotierte Proben weisen eine maximale PL-Energie von 3,275 eV auf. Dieser Übergang verschwindet für die stärker dotierten, diese zeigen eine breite Bande bei ca. 2,9 eV. Offenbar löst hier der eine Rekombinationsmechanismus den anderen mit zunehmender Mg-Dotierung relativ abrupt ab. Beide Mechanismen sind in der Literatur gut bekannt [Haf97,Kau98]. Der höherenergetische Übergang entsteht aufgrund Akzeptor-Donator-Rekombination, die niederenergetische Emission wird mit der Rekombination von Mg-Akzeptor und benachbarten Stickstoffvakanz erklärt. In Abbildung 6.5 sind die Photolumineszenzspektren von fünf unterschiedlich stark dotierten Proben dargestellt. Für die schwach dotierte Probe ($[Mg] = 2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$) ist der bandkantenkorrelierte Übergang noch deutlich zu sehen. Vermutlich aufgrund der unterschiedlichen Verspannungssituation in GaN:Mg liegt er mit 3,477 eV etwa 12 meV niederenergetischer als in undotiertem GaN (siehe Kapitel 4). Für die Proben mit $[Mg] = 2$ bzw. $3 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ ist ausschließlich der Akzeptor-korrelierte Übergang mit mehreren LO-Phononenreplika [Lim99] zu sehen. Die Proben mit den höchsten Dotierungen (7 bzw. $9 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$) zeigen eine breite Bande um 2,9 eV. Die Intensität der Lumineszenz nimmt mit zunehmender Dotierung aufgrund der sich verschlechternden Kristallqualität ab.

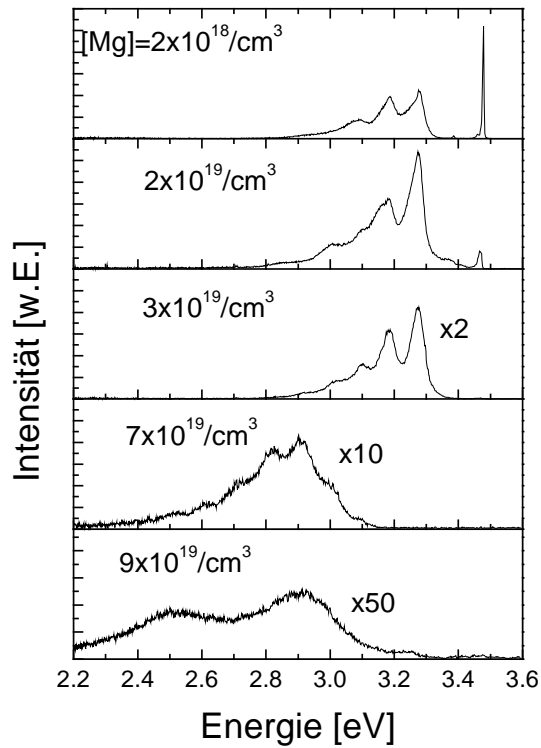


Abbildung 6.5: Photolumineszenzenergie verschieden stark dotierter GaN:Mg-Proben. Man erkennt deutlich den Übergang von der 3,27 eV-Linie bei schwächerer Dotierung in eine breite Bande bei 2,9 eV für höher dotierte Proben. Weitere Erklärungen im Text.

6.4 Einfluss sekundärer Wachstumsparameter

Die Überlegungen von Neugebauer und van de Walle motivieren dazu, den Einfluss sogenannter sekundärer Wachstumsparameter auf die p-Leitfähigkeit zu untersuchen. Offenbar sind sowohl Einbau wie auch Defektformation stark temperaturabhängig. Allerdings sollten die in unseren Experimenten erzielten Mg-Gehalte durchaus ausreichend sein, um hohe Löcherkonzentrationen zu erzielen (siehe Kapitel 6.5). Die Frage lautet vielmehr, ob durch eine geeignete Variation der Wachstumsparameter, beispielsweise durch Erhöhung des V/III-Verhältnisses, die Bildung von Defekten reduziert wird. Systematische Untersuchungen zu den Wachstumsbedingungen von GaN:Mg wurden bislang kaum veröffentlicht [Kuh99,Koz98].

Wachstumstemperatur

Abbildung 6.6 zeigt den spezifischen Widerstand und die Mg-Konzentration für Wachstumstemperaturen zwischen 940 und 1000°C. Die Proben wiesen hinsichtlich Oberflächenmorphologie und struktureller Qualität keine Unterschiede auf. Sowohl Mg-Einbau wie auch spezifischer Widerstand zeigen in dem untersuchten Bereich ebenfalls keine wesentlichen Unterschiede. Innerhalb dieses Prozessfensters ist es offenbar nicht möglich, Mg-Einbau oder Defektbildung durch Variation der Wachstumstemperatur zu steuern.

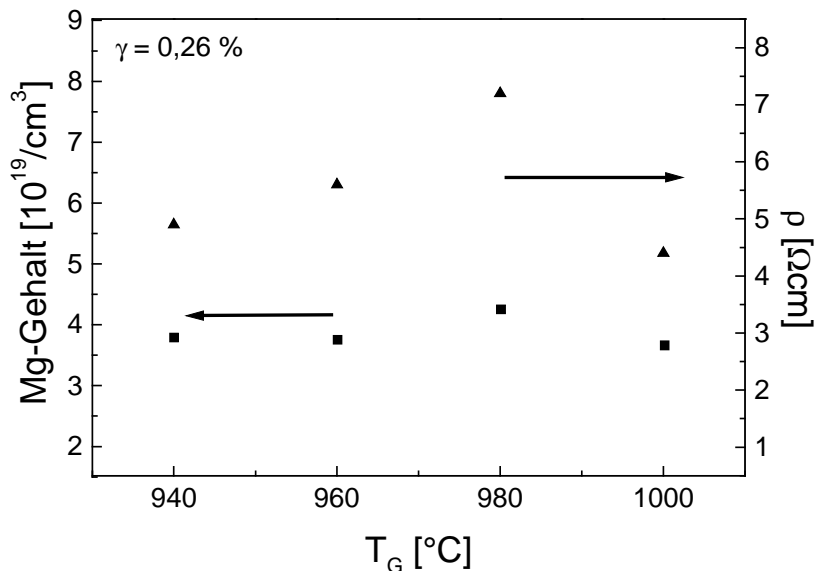


Abbildung 6.6: Mg-Konzentration (links) und spezifischer Widerstand (rechts) als Funktion der Wachstumstemperatur. Es ist keine Tendenz auszumachen.

Wachstumsrate

Aus der Epitaxie von InGaN ist bekannt, dass die Wachstumsrate einen ganz entscheidenden Einfluss auf den Einbau des In hat. So vergrößert eine höhere Wachstumsrate den In-Gehalt von Schichten, die unter sonst nominell gleichen Bedingungen hergestellt wurden [Soh97]. In der Abbildung 6.7 ist zu erkennen, dass bei GaN: Mg eine ähnliche Tendenz vorherrscht. Für $\gamma = 0,35 \%$ beispielsweise und einer Wachstumsrate von $0,75 \mu\text{m}/\text{h}$ erreicht man Mg-Konzentrationen um $10^{20}/\text{cm}^3$. Für das

selbe γ -Verhältnis werden bei einer Wachstumsrate von $0,45 \mu\text{m/h}$ hingegen nur etwa $4 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ Mg-Atome in den Kristall eingebaut. Die Erklärung, die im Falle des InGaN üblicherweise herangezogen wird [Off01], erscheint auch bei GaN:Mg sinnvoll: Danach reduziert eine höhere Wachstumsrate die Tendenz des In bzw. Mg zur Desorption.

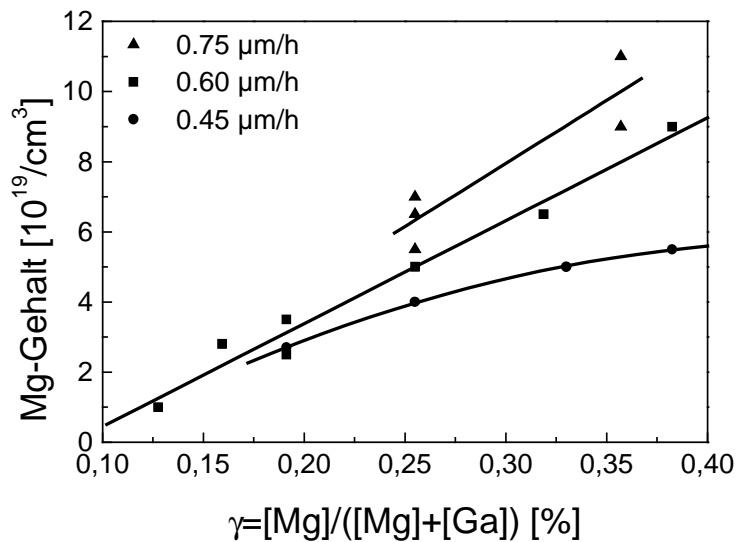


Abbildung 6.7: Mg-Gehalt für verschiedene Dotierkonzentrationen γ und Wachstumsraten. Höhere Wachstumsraten führen zu effizienterem Mg-Einbau.

In der Abbildung 6.8 ist dargestellt, welche Auswirkungen die Variation der Wachstumsrate auf die elektrischen Eigenschaften der Schichten hat. Die mit Abstand niedrigsten Werte für den spezifischen Widerstand werden bei der höchsten Rate erzielt. Um die verschiedenen Proben sinnvoll miteinander vergleichen zu können, ist hier der spezifische Widerstand über dem Mg-Gehalt aufgetragen. Proben gleichen Mg-Gehalts sind offenbar defektreicher, wenn sie bei kleinen Wachstumsraten epitaxiiert werden. Insbesondere die Serie mit $0,45 \mu\text{m/h}$ zeigt keine einheitliche Tendenz.

Auch an dieser Stelle sei bemerkt, dass sich innerhalb dieser Serie morphologisch und kristallographisch keine Unterschiede zeigten. Aufgrund der Tendenz, dass höhere Wachstumsraten sowohl zu einem effizienteren Mg-Einbau als auch zu einem verminderten Auftreten der Stickstoffvakanz zu führen scheinen, wurden die experimentellen Bedingungen im Laufe dieser Arbeit derart verändert, dass die

Wachstumsrate bis auf $1,5 \mu\text{m/h}$ gesteigert werden konnte. Dies führte jedoch zu keiner weiteren signifikanten Reduktion des spezifischen Widerstandes.

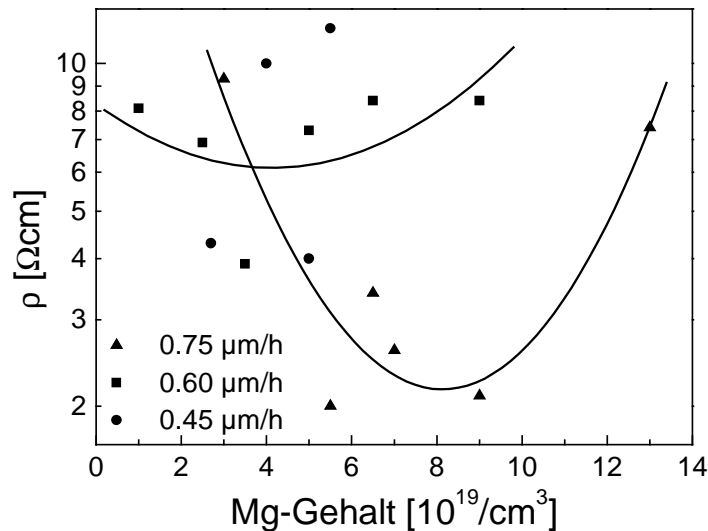


Abbildung 6.8: Spezifischer Widerstand ρ für verschiedene Wachstumsraten aufgetragen über dem Mg-Gehalt. Entlang der Hilfslinien sind die Proben der Serie $0,75 \mu\text{m/h}$ bzw. $0,6 \mu\text{m/h}$ zu finden. Höhere Wachstumsraten führen zu kleineren spezifischen Widerständen.

V/III-Verhältnis

In Abbildung 6.9 ist der spezifische Widerstand einer Probenserie über dem V/III-Verhältnis aufgetragen. Von dem Standardwert für undotiertes GaN von $5300 \Omega\text{cm}$ ausgehend wurden Proben mit V/III-Verhältnissen bis zu 13250 epitaxiert. Dadurch wird der Stickstoffpartialdruck erhöht, was ein vermindertes Auftreten der Stickstoffvakanz zur Folge haben könnte.

Um die Gesamtströmungen im Reaktor konstant zu halten, wurde der NH_3 -Fluss konstant gehalten und die Gruppe-III-Strömungen reduziert. Dies führt notwendigerweise auch zu einer Reduktion der Wachstumsrate, da diese im wesentlichen proportional zur Ga-Strömung ist. Um Proben gleicher Schichtdicke zu erhalten, wurde die Wachstumszeit entsprechend erhöht.

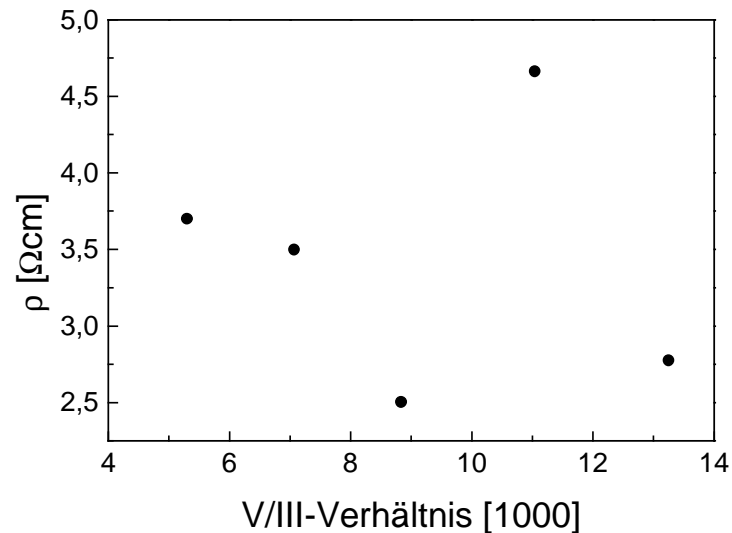


Abbildung 6.9: Spezifischer Widerstand über dem V/III-Verhältnis.

Es zeigt sich, dass Experimente mit erhöhtem V/III-Verhältnis im Schnitt zu einer Verbesserung des spezifischen Widerstandes führen. Diese Beobachtung machten auch Kozodoy et al. [Koz98]. Die beste Probe dieser Serie hatte gegenüber der Ausgangsprobe einen um 33 % reduzierten Widerstand. Obwohl die Erhöhung des V/III-Verhältnisses durchaus ein interessanter Ansatz zu sein scheint, die Kompensation in GaN:Mg leicht einzudämmen, wurde diese Methode tatsächlich nicht weiter verfolgt. Zum einen lag dies an den langen Wachstumszeiten, zum anderen an dem enorm hohen Verbrauch von Ammoniak.

6.5 Aktivierung des Mg

Wie oben bereits beschrieben, muss in der MOVPE epitaxiertes Mg-dotiertes GaN einem nachträglichen Prozessschritt unterzogen werden, bei dem die Mg-H-Komplexe aufgebrochen werden. Erst dann kann das Mg als elektrisch aktiver Akzeptor fungieren, man spricht kurz von „Aktivierung“.

Alle in 6.3 und 6.4 beschriebenen Experimente wurden nach einem von Nakamura et al. [Nak92] vorgeschlagenen Prozess durchgeführt. Hierbei wird direkt nach dem

Wachstum die Probe im Epitaxiereaktor bei 750°C für 30 min ausgeheizt. Die Strömung des Prozessgases N₂ betrug 1 slm, der Reaktordruck war 1000 mbar.

In Tabelle 6.1 werden eine Vielzahl von Aktivierungsprozessen miteinander verglichen. Hierzu wurden einige Proben direkt nacheinander und mit den selben Epitaxieparametern hergestellt, um möglichst gleiche Dotierung und Qualität zu gewährleisten. Danach wurden die Proben in mehrere Teile gespaltet und mit verschiedenen Prozessen aktiviert. Die Aktivierung erfolgte in einem RTA-Ofen (Rapid Thermal Annealing). Es zeigte sich, dass die Verwendung der RTA zu grundsätzlich besseren Daten führt als der MOVPE-Reaktor [Züg00]. Schließlich wurde nach der Methode von van der Pauw [Pau58] der spezifische Widerstand bestimmt.

Tabelle 6.1: Vergleich verschiedener Aktivierungsprozesse für GaN:Mg.

Prozess	σ [1/Ωcm]
400°C, 5 min	0,15
750°C, 30 min	0,25
400°C, 5 min, 700°C, 1min, 800°C, 6 min	0,79
400°C 5 min, 700°C 1 min	0,90
900°C 1min, 600°C 5 min	0,97
800°C 6 min	0,98

Es handelt sich dabei Prozesse, die so oder ähnlich auch in der Literatur zu diesem Thema veröffentlicht sind [You99, Lin00, Fuj99, Ahn01]. Außerdem wurden auch Kombinationen von Temperaturschritten verwendet, um der Tatsache Rechnung zu tragen, dass eine Probe in einem Bauelementprozess tatsächlich noch weitere thermische Belastungen erfährt, u.a. einen zur Legierung des n- und p-Kontaktes. Ni/Au-Kontakte auf p-GaN erfordern z.B. ein Legieren bei Temperaturen von etwa 400°C [Ho99,Qia00], Ni/SiC²-Kontakte benötigen ca. 900°C [Ito94,Har95].

Ein 6-minütiger Aktivierungsschritt bei 800°C verbessert den spezifischen Widerstand gegenüber dem 30-minütigen Ausheilen bei 750°C um einen Faktor vier. Offensichtlich

² Die im Hause epitaxiierten Laserstrukturen wurden auf SiC, welches üblicherweise mit Ni kontaktiert wird, abgeschieden. Deshalb ist der Ni/SiC-Legierprozess hier interessant.

werden durch den sehr langen Prozess kompensierende Defekte erzeugt. Der Absolutwert beträgt etwa $1 \Omega\text{cm}$, was einer Löcherkonzentration von $6 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ bei einer Beweglichkeit von $\mu = 10 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ entspricht. Diese Daten gehören international zu den Spitzenwerten. Zwar wird hin und wieder von höheren Löcherdichten berichtet, selten aber von kleineren spezifischen Widerständen.

6.6 Aktivierungsenergie in GaN:Mg

An ausgewählten p-dotierten Proben wurden temperaturabhängige Hallmessungen vorgenommen. Diese erlauben die Aktivierungsenergie und den dominierenden Streumechanismus der Ladungsträger zu bestimmen. Speziell für p-GaN ist die Kenntnis der Aktivierungsenergie interessant, da die Literaturdaten hier über weite Bereiche streuen [Koz00, Tan94]. Über den Boltzmann-Faktor $\exp(-E_A/kT)$ bestimmt sie im wesentlichen, welcher Anteil der Akzeptoren ionisiert ist. Daraus lässt sich der Grad der Kompensation bestimmen (siehe Kapitel 6.7).

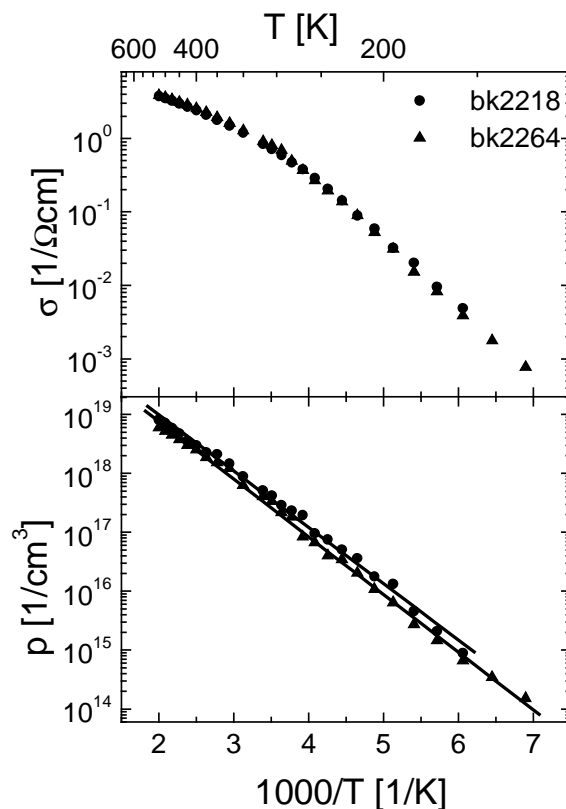


Abbildung 6.10: Temperaturabhängige Hallmessung an zwei Proben mit einer Löcherkonzentration von etwa $p = 5 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ bei Raumtemperatur.

Die Abbildung 6.10 zeigt die spezifische Leitfähigkeit und die Löcherkonzentration als Funktion der Temperatur in der üblichen Arrhenius-Auftragung. Es wurden zwei Proben ausgewählt, die mit dem verbesserten Aktivierungsprozess behandelt wurden und etwa $5 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$ Ladungsträger bei Raumtemperatur aufwiesen.

Üblicherweise kann die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Leitfähigkeit σ durch den einfachen Zusammenhang beschrieben werden,

$$\sigma(T) = c \cdot T^n \cdot e^{-\frac{E_A}{kT}} \quad (6.2)$$

wobei c eine Konstante, T die absolute Temperatur, k die Boltzmannkonstante und E_A die Aktivierungsenergie des dominierenden Dotanden ist. Der Exponent n setzt sich im allgemeinen als Summe zweier Beiträge zusammen, $n = n_p + n_\mu$, wobei n_μ die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit, n_p die Abweichung der Ladungsträgerkonzentration vom reinen Arrhenius-Verhalten darstellt. Für den idealen Halbleiter mit parabolischen Bändern beispielsweise ist $n_p = 3/2$. Für n_p werden in der Literatur häufig aber ganz verschiedene Annahmen gemacht [Göt96a, Kor01], die sich auf die Bestimmung der Aktivierungsenergie E_A stark auswirken. Dies erklärt zum Teil auch die großen Unterschiede in E_A . Wie man in Abbildung 6.10 sieht, lässt sich in unserem Falle die Löcherkonzentration für beide Proben gut durch ein reines Exponentialgesetz beschreiben,

$$p(T) \sim e^{-\frac{E_A}{kT}} \quad (6.3)$$

mit für beide Proben sehr ähnlichen Werten für die Aktivierungsenergie von 190 bzw. 194 meV. Tatsächlich gelingen auch recht gute Anpassungen, wenn man n_p verschieden von Null wählt. Wertet man beispielsweise die Messung mit $n_p = 3/2$ aus, ergibt sich für die Aktivierungsenergie 161 meV. Die Bestimmung von E_A beinhaltet also eine gewisse Willkür, da die Form des Valenzbandes in der Nähe seines Maximums bislang unbekannt ist.

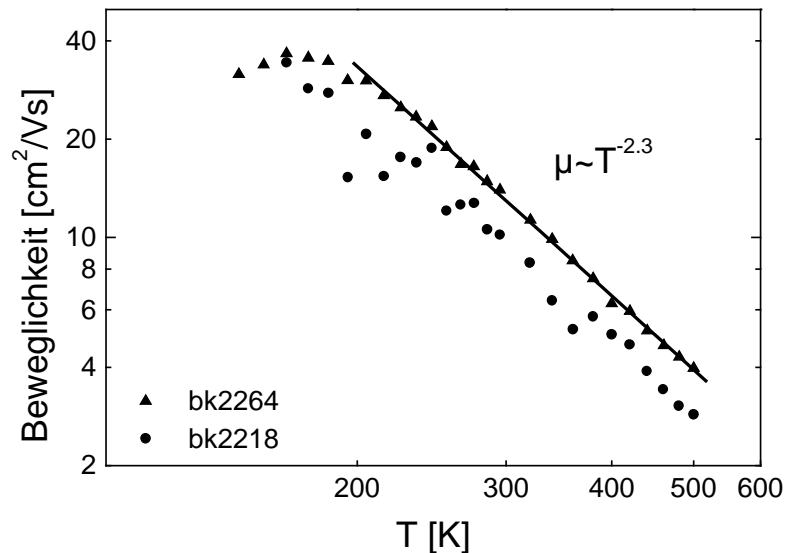


Abbildung 6.11: Löcherbeweglichkeit als Funktion der Temperatur. Die beobachtete Abhängigkeit ist die gleiche wie bei n-GaN (siehe Kapitel 5.3).

In Abbildung 6.11 ist die Beweglichkeit der Löcher als Funktion der Temperatur aufgetragen. Die Beweglichkeit der Löcher μ_p lässt sich im Bereich 200 bis 500 K durch ein Verhalten

$$\mu_p \sim T^{n_\mu} \quad (6.4)$$

charakterisieren, wobei eine Anpassung $n_\mu = -2,3$ liefert. Für $T < 200$ K weist die Beweglichkeit ein Maximum auf und nimmt für kleiner werdende Temperaturen wieder ab. Insgesamt zeigt der Beweglichkeitsverlauf also ein Verhalten, wie man es für klassische Halbleiter kennt, nämlich eine Zunahme bei tiefen Temperaturen, bestimmt durch die Streuung der Ladungsträger an ionisierten Störstellen und eine Abnahme für höhere Temperaturen dominiert durch die Streuung an optischen Phononen. Interessanterweise findet man für die Streuung von Elektronen an optischen Phononen den gleichen Exponenten (siehe Kapitel 5.3). Dies gilt sowohl für Volumenkristalle als auch für zweidimensionale Elektronengase (Kapitel 7.2).

6.7 Selbstkompensation

In diesem Kapitel wurde bisher hauptsächlich besprochen, welchen Einfluss die Wachstumsbedingungen auf die Löcherkonzentration in p-GaN haben. Eine übermäßige Dotierung führt zu einer drastischen Reduktion der Ladungsträgerdichte p aufgrund des Auftretens von Selbstkompensation. Außerdem haben wir gesehen, dass ein optimierter Aktivierungsprozess zu einer deutlichen Erhöhung von p führt.

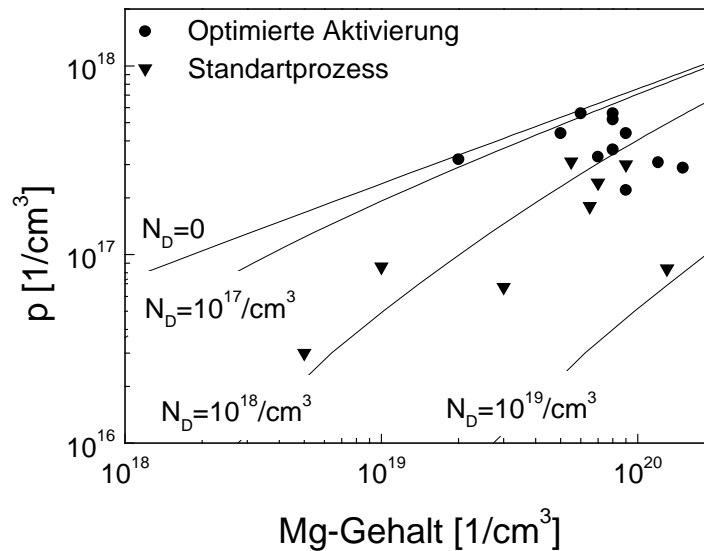


Abbildung 6.12: Löcherkonzentration als Funktion des Mg-Gehalts. Die durchgezogenen Linien stellen den Verlauf für verschiedene Konzentrationen von kompensierenden Donatoren dar. Die besten Proben sind bei Mg-Konzentrationen von $6-8 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ nicht oder nur schwach kompensiert.

Es stellt sich nun aber die Frage, in *welchem Maße* die Selbstkompensation unter unseren experimentellen Bedingungen auftritt und ab welcher Dotierkonzentration dies der Fall ist. Diese Dotierkonzentration wird dann die optimale, in der Bauelement-epitaxie anzustrebende sein. Dazu wurde, wie in Abbildung 6.12 zu sehen ist, für eine Vielzahl von Proben Ladungsträgerdichte über Magnesiumkonzentration aufgetragen.

Es wurde dabei unterschieden zwischen Proben, die mit dem Standard-Prozess aktiviert wurden, und solchen, die dem optimierten Prozess unterzogen wurden. Die durchgezogenen Linien genügen dem Ausdruck [Sze81]:

$$[Mg] = [N_A] = (p + N_D) \cdot \left[\frac{g_A \cdot p \cdot e^{E_A/kT}}{N_V} \right], \quad (6.5)$$

wobei $g_A = 2$ der Entartungsfaktor für Akzeptoren, E_A die im vorigen Abschnitt zu ca. 190 meV bestimmte Aktivierungsenergie und

$$N_V = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot m_h kT}{h^2} \right)^{3/2} = 1,79 \cdot 10^{19} / \text{cm}^3 \quad (6.6)$$

die effektive Zustandsdichte für Löcher mit $m_h^* = 0,8 m_0$ [Tan94] und $T = 300 \text{ K}$ bedeuten. Diese Gleichung beschreibt den Zusammenhang zwischen Mg-Dotierstoff und Ladungsträgerkonzentration p bei Anwesenheit eines kompensierenden flachen Niveaus N_D . In dieser Darstellung von $p = f(\text{Mg})$ kann somit jeder Datenpunkt auf eine bestimmte Konzentration N_D zurückgeführt werden. Selbstverständlich kann hier nicht entschieden werden, ob die Ursache der Kompensation Verunreinigungen, durch Wasserstoff passiviertes Mg oder intrinsische selbstkompensierende Defekte sind. Dennoch liefert diese Darstellung einige klare Aussagen:

- i) Mit dem optimierten Prozess aktivierte Proben zeigen bei kleineren Dotierungen ($< 6 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$) keinerlei Anzeichen von Kompensation. Das heißt zum einen, dass die Aktivierung des Mg im wesentlichen vollständig ist und zum anderen, dass offenbar keine unerwünschte n-Hintergrunddotierung (aufgrund von Sauerstoff oder Silizium) vorliegt.
- ii) Die mit dem Standardprozess aktivierten Proben zeigen selbst bei Dotierstoffkonzentrationen $< 6 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ Kompensation um $N_D = 10^{18}/\text{cm}^3$. Offenbar ist die Aktivierung des Mg-Akzeptors hier nur teilweise gelungen.
- iii) Stark dotierte Proben ($\approx 10^{20}/\text{cm}^3$) sind immer hochkompensiert mit Donatorkonzentrationen zwischen $N_D = 10^{18}-10^{19}/\text{cm}^3$.

Unter unseren experimentellen Bedingungen erwies sich eine Mg-Konzentration in GaN von $6 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ als optimal. Sie führt zu im wesentlichen nicht-kompensierten Proben mit Löcherdichten von $6 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$. Diese Werte gehören im internationalen Vergleich zu den besten.

6.8 Dotierverzögerung, Memory-Effekt und Diffusion von Mg in (Al)GaN

Wie bereits erwähnt, kann für die Epitaxie von Bauelementstrukturen eine Diffusion des Dotierstoffs drastische Folgen haben. Diffundiert beispielsweise Dotierstoff in die aktive Zone einer Laserdiode, so führt dies zu einer Zunahme der nichtstrahlenden Rekombination und damit zu schlechteren Bauelementdaten.

Speziell das im Materialsystem (Al)GaN meist verwendete Cp_2Mg ist aber auch für seine Reaktionsfreudigkeit mit Feuchtigkeit [Dru98] und für Seitenreaktionen mit NH_3 [Haf98] bekannt. Solche Effekte würden sich in einer Dotierverzögerung bemerkbar machen, d.h. erst einige Zeit nach Zugabe des Dotierstoffs wird die gewünschte Konzentration im Kristall erreicht. Außerdem ist im System GaN:Mg der sogenannte Memory-Effekt bekannt, d.h. nach Abschalten der Mg-Zufuhr nimmt die Konzentration im Kristall nur langsam ab [Ohb94]. Offenbar ist hierfür Desorption von den Reaktorwänden verantwortlich.

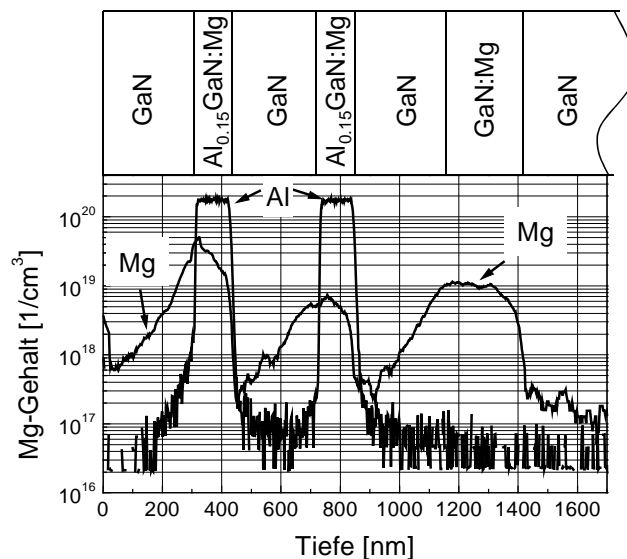


Abbildung 6.13: Konzentration von Mg und Al in einer modulationsdotierten AlGaIn/GaN-Heterostruktur zur Klärung einer möglichen Mg-Diffusion.

Um die erwähnten Effekte wie Memory-Effekt und Dotierverzögerung sowie mögliche Diffusion beobachten und möglicherweise quantifizieren zu können, wurde eine Probe

epitaxiert, die aus mehreren Mg-dotierten Schichten, $\text{Al}_{0.15}\text{GaN}^{(1)}:\text{Mg}$, $\text{Al}_{0.15}\text{GaN}^{(2)}:\text{Mg}$ und $\text{GaN}:\text{Mg}$, eingebettet in undotiertes GaN besteht. Die Schichten $\text{Al}_{0.15}\text{GaN}^{(2)}:\text{Mg}$ und $\text{GaN}:\text{Mg}$ wurden mit dem gleichen Mg-Fluss epitaxiert, $\text{Al}_{0.15}\text{GaN}^{(1)}:\text{Mg}$ wurde deutlich höher dotiert. In Abbildung 6.13 ist die Mg- und Al-Konzentration dieser relativ komplizierten Vertikalstruktur gemessen per SIMS zu sehen. Es lassen sich folgende Schlussfolgerungen ziehen.

- i) Die Mg-dotierten 100 nm dicken $\text{Al}_{0.15}\text{GaN}$ -Blöcke zeigen klar den *Memory-Effekt*, das heißt der Dotierstoff findet sich auch in den nachfolgenden nominell undotierten GaN-Schichten. Selbst nach 300 nm ist das Mg-Signal noch deutlich über der Nachweisgrenze³. Da in typischen GaN LED- oder Laserstrukturen allerdings zuerst die n-Seite, dann die p-Seite abgeschieden wird, hat dieser Effekt momentan technologisch keine große Bedeutung.
- ii) Anhand dieser Struktur findet man *keine* Anzeichen für eine *Diffusion* des Mg. Eine merkliche Diffusion würde sich bemerkbar machen, indem auch im zuvor abgeschiedenen, nominell undotierten GaN Mg zu finden wäre. Das ist aber weder in dem stark noch in dem schwach dotierten AlGaN-Block zu erkennen. Dies bestätigt sowohl die Ergebnisse von Chang et al. [Cha99] als auch die von Welsch [Wel98], der in seiner Diplomarbeit ähnliche und im selben System epitaxiierte Strukturen untersuchte. Pan et al. [Pan99] hingegen fanden Anzeichen für eine Diffusion.
- iii) Der *Einbau* von Mg in GaN und AlGaN ist leicht verschieden, wie man durch Vergleich des $\text{GaN}:\text{Mg}$ und des danach folgenden $\text{Al}_{0.15}\text{GaN}^{(2)}:\text{Mg}$ -Blocks erkennt. Der angebotene Mg-Fluss war gleich, ebenso der Gruppe-III-Fluss. Dennoch liegt der Mg-Gehalt im GaN mit $1 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ etwa 30 % höher als im $\text{Al}_{0.15}\text{GaN}$.
- iv) Das Mg-Signal steigt unmittelbar nach Zuschalten des entsprechenden 3-Wege-Ventils an. Klar ist das bei den $\text{Al}_{0.15}\text{GaN}:\text{Mg}$ -Blöcken zu sehen: Da das Al im Vergleich zum Dotierstoff in sehr großen Mengen zugegeben wird, steigt das Al-Signal des Massenspektrometers abrupt an. Diese steile Flanke dient praktisch als Markierung für das Zu- bzw. Abschalten des Mg. Aufgrund der sofortigen Zunahme der Mg-Konzentration können wir also eine zu starke Vorreaktion des Dotierstoffs ausschließen. Wie man an dem $\text{GaN}:\text{Mg}$ -Block

³ Diese liegt bei dieser Messung bei etwa $1 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$, d.h. in der ersten Schicht dieser Heterostruktur ist kein Mg detektierbar [Mai00].

erkennt, wird nach etwa 150 nm eine Sättigung des Mg-Gehalts erreicht. Diese *Dotierverzögerung* könnte daher kommen, dass das Mg erst H₂O-Spuren [Dru98], die insbesondere an den Quarzrohren des Systems immer vorhanden sind, absättigt. Im Folgenden wird diese Dotierverzögerung wegen ihrer technologischen Relevanz genauer untersucht.

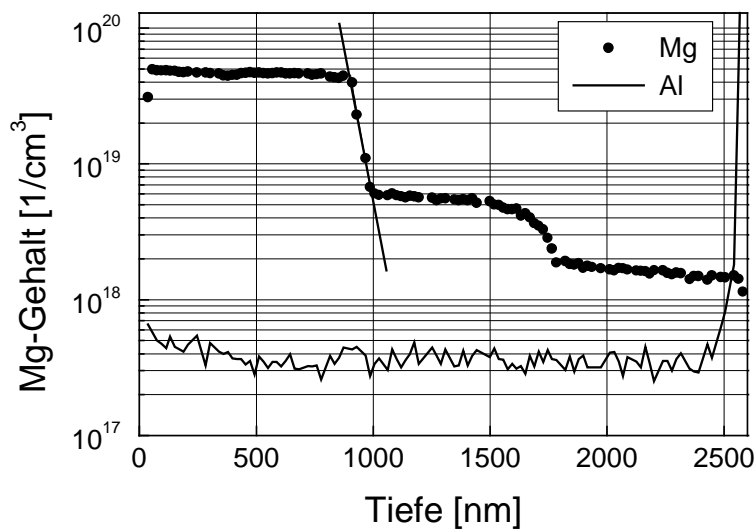


Abbildung 6.14: Mg-Dotierprofil einer Teststruktur zur Untersuchung der elektrischen Eigenschaften von GaN:Mg.

Um die Dotierverzögerung besser quantifizieren zu können, wurde eine Maßzahl eingeführt, die sogenannte Verzögerungslänge. Wir beobachteten, dass der Anstieg des Mg-Gehalts sehr genau durch ein exponentielles Verhalten angepasst werden kann. Deshalb sei die Verzögerungslänge diejenige Strecke, innerhalb welcher der Mg-Gehalt um eine Größenordnung ansteigt. In Abbildung 6.14 erkennt man die Verteilung des Mg in einer typischen Teststruktur, die zur Optimierung von Dotierfluss und weiteren Wachstumsparametern verwandt wurde. Auf eine nominell undotierte Schicht wird eine leicht dotierte, im wesentlichen kompensierte Schicht (siehe auch Abbildung 6.2) abgeschieden, danach die eigentlich zu untersuchende mehr oder weniger stark dotierte Schicht. Klar zu erkennen ist der exponentielle Anstieg zwischen kompensierter und stark dotierter Schicht. In Abbildung 6.15 ist die Verzögerungslänge für eine Vielzahl Proben über dem Mg-Gehalt aufgetragen. Trotz einer gewissen Streuung der

Messpunkte zeigt sich eine klare Tendenz: Für hohe Mg-Gehalte, bzw. für hohe Mg-Flüsse ist die Verzögerungslänge klein bzw. die Steilheit des Anstiegs der Mg-Konzentration groß. Dies ist ein klares Indiz dafür, dass die Reaktorwände zuerst mit Mg abgesättigt werden müssen, ehe ein effizienter Einbau vonstatten gehen kann.

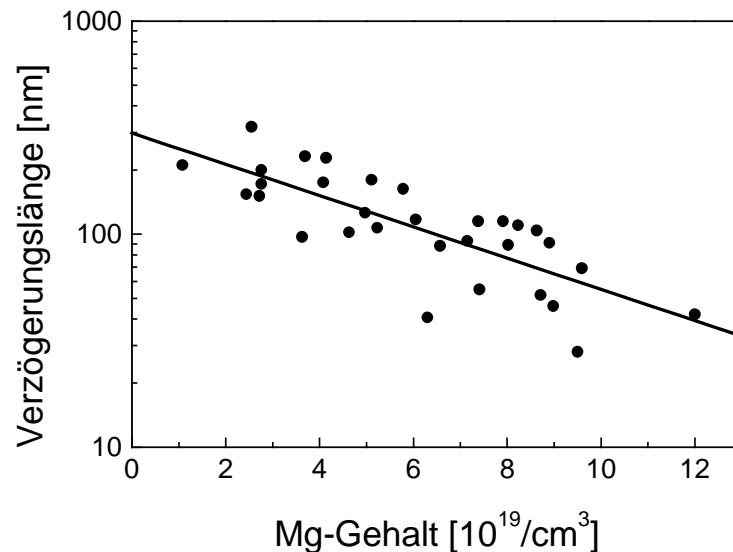


Abbildung 6.15: Verzögerungslänge über Mg-Gehalt. Durch Erhöhen der Dotierkonzentration können schärfere Dotierprofile erzeugt werden.

Mit dieser Beobachtung kann das Resultat aus den Abschnitten 6.1-6.5, dass eine optimale p-Leitfähigkeit bei einer Dotierkonzentration von $6 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ erzielt wird, erweitert werden. Wie man in Abbildung 6.3 oder auch 6.12 erkennt, ist die Reduktion der Leitfähigkeit nicht so drastisch, wenn die Dotierkonzentration etwas höher, z.B. $8 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ gewählt wird. Eine solch leicht überhöhte Dotierung führt jedoch zu schärferen Dotierprofilen und verhindert so die Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer hochohmigen, weil nur schwach dotierten Schicht. Welche Konsequenzen für die Bauelementepitaxie ergeben sich aus nun aus diesen Beobachtungen?

- i) Die p-Dotierung kann sofort nach der aktiven Zone beginnen. Eine Diffusion des Mg ist nicht zu befürchten.
- ii) In einer Schichtabfolge 50 nm GaN:Mg, 400 nm $\text{Al}_{0,1}\text{GaN:Mg}$, 100 nm GaN:Mg, 20 nm $\text{Al}_{0,2}\text{GaN:Mg}$, die p-seitig in von uns epitaxierten

Laserstrukturen zur Anwendung kam, sollte der oben ermittelte Dotierfluss, der in GaN zu einer Dotierstoffkonzentration von $8 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ führt, zu guter Leitfähigkeit in allen Schichten dieser Vertikalstruktur führen. Auch aufgrund des etwas schwächeren Einbaus von Mg in AlGa_N im Vergleich zu GaN ist eine leicht höhere Dotierung zu bevorzugen.

Kapitel 7

Zweidimensionale Ladungsträgergase an $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Grenzflächen

Das Materialsystem (Al)GaN erfuh in den letzten Jahren ein immer größer werdendes Interesse. Triebfeder dieses Interesses sind Bauelementanwendungen wie z.B. ultraviolett emittierende LEDs [Muk98, Iwa01, Tad01] oder Transistoren. Über eine Vielzahl verschiedener Varianten von Transistoren auf GaN-Basis wurde in der Literatur bereits berichtet [Hen99, Shu99, Bre01a]. Wegen des vergleichsweise hohen Widerstandes von p-dotiertem GaN, konzentriert sich das Interesse bislang fast ausschließlich auf unipolare Bauteile wie den HEMT (High Electron Mobility Transistor), der aus einer AlGaN/GaN-Heterostruktur, dotiert oder undotiert, besteht. Ein Vergleich der relevanten Materialdaten von GaN mit GaAs (Tabelle 7.1) offenbart, warum die Nitride für elektronische Anwendungen so attraktiv sind.

Wie man sofort erkennt, ist GaN dem bisher für Hochfrequenz- oder Hochleistungsanwendungen meist verwendeten GaAs überlegen. Die hohe Durchbruchfeldstärke zusammen mit der hohen Elektronendriftgeschwindigkeit bietet die Möglichkeit, Transistoren herzustellen, die bei sehr hohen Leistungen arbeiten. Die maximale Frequenz eines solchen Transistors ist eng mit der Beweglichkeit seiner Ladungsträger verknüpft. Hier ist GaN den klassischen III/V-Halbleitern sowohl wegen der höheren effektiven Ladungsträgermasse als auch wegen der schlechteren Kristallqualität unterlegen. Allerdings ist der Wissensstand bei den Nitriden mit den konventionellen Halbleitern noch nicht vergleichbar und so dürfen Fortschritte in der Materialqualität

und somit weitere Verbesserungen der Beweglichkeit erwartet werden. Die Hauptanwendung von GaN-HEMTs dürfte im Bereich hoher Leistungen von einigen 10 W in Verbindung mit hohen Frequenzen (einige 10 GHz) liegen. Solche Bauteile könnten beispielsweise in der Telekommunikation Verwendung finden.

Tabelle 7.1: Vergleich der wichtigsten Materialdaten von GaN und GaAs [Bur99].

	GaN	GaAs
Durchbruchfeldstärke [MV/cm]	5	0,3
Elektronensättigungsgeschwindigkeit [10^7 cm/s]	3,0	2,0
spezifische Wärmeleitfähigkeit [W/cmK]	1,3	0,5
Elektronenbeweglichkeit [cm^2/Vs]	900	6500

Obwohl die thermische Leitfähigkeit von GaN vergleichsweise gut ist, spielt sie in Bauelementen, die heteroepitaktisch hergestellt werden, eine untergeordnete Rolle. Die thermische Leitfähigkeit des Substrats ist dann von großer Wichtigkeit. Diese Problematik wird in diesem Kapitel allerdings nicht diskutiert, die Proben wurden wegen der hervorragenden Isolationseigenschaften und der sehr guten Materialqualität von Substrat und Epitaxieschicht ausschließlich auf Saphir abgeschieden.

Das Ziel dieses Teils der Arbeit war zu erforschen, welche Möglichkeiten die Epitaxie bietet, die fundamentalen elektrischen Eigenschaften von AlGaIn/GaN-Heterostrukturen zu beeinflussen. Es wurden dabei vornehmlich die Parameter Al-Gehalt und Dotierung untersucht. Die aus Sicht der Epitaxie elementare Frage nach der Einbaueffizienz des Al in GaN wird in Abschnitt 7.1 besprochen. Es wurde der für FETs interessante Bereich zwischen 10 und 40 % untersucht. Außerdem wird der Frage nachgegangen, wie die großen Ladungsträgerdichten zustande kommen und welche Rolle die hohen Polarisationsfelder in den Nitriden spielen. In Kapitel 7.2 werden die Zusammenhänge zwischen der epitaktischen Vertikalstruktur und den elektrischen Eigenschaften von AlGaIn/GaN-Heterostrukturen diskutiert. In Kapitel 7.3 wird demonstriert, dass die aus den beschriebenen Heterostrukturen prozessierten Bauteile gute Eigenschaften aufweisen. Kapitel 7.4 beschäftigt sich mit der Frage, inwiefern die

großen internen Felder der Nitride auch für p-leitende Strukturen zur Erhöhung der Leitfähigkeit ausgenutzt werden können.

7.1 Die Vertikalstruktur

Abbildung 7.1 zeigt den Aufbau einer typischen AlGaN/GaN -Vertikalstruktur, die zur Herstellung von HEMTs verwendet wurde. Als Substrat kam Saphir zum Einsatz. Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, konnte durch die Verwendung einer Sauerstoff-dotierten AlN -Nukleationschicht die Materialqualität des GaN reproduzierbar auf hohem Niveau gehalten werden. Außerdem ist Saphir ein hervorragender Isolator, eine Eigenschaft, die insbesondere für das Hochfrequenzverhalten von Transistoren unerlässlich ist. Eine Alternative zum Saphir stellt semiisolierendes SiC dar. Einige Experimente zeigten jedoch, dass die Materialqualität dieses Substrattyps für die Bauelementepitaxie noch nicht ausreichend ist.

Als Pufferschicht wurde undotiertes GaN verwendet. Wie in Abschnitt 5 gesehen, weist das unter unseren experimentellen Bedingungen epitaxiierte undotierte GaN einen sehr hohen Widerstand auf. Dies ist für FETs essentiell, da sonst parasitäre Ströme außerhalb des Kanals fließen könnten, die sich auch durch hohe Gatespannungen nicht abschnüren ließen und so die Schaltbarkeit des Transistors beeinträchtigen würden. Die Materialqualität von Epitaxieschichten nimmt tendenziell mit der Dicke zu, deshalb wurden für den Puffer Werte um $3\ \mu\text{m}$ gewählt.

Die Al_xGaN -Barriere wurde unter den selben Wachstumsbedingungen wie das GaN abgeschieden. Die Dicke der Barriere betrug $30\text{-}50\ \text{nm}$. Dieser Wertebereich ist ein guter Kompromiss, um einerseits zu gewährleisten, dass die Barriere dünn genug ist, um verspannt auf den Puffer aufzuwachsen. Dies wurde durch RSM-Messungen (Reciprocal Space Mapping) bestätigt. Andererseits ist sie noch dick genug, um ausreichend Ladungsträger in den Kanal zu injizieren [Hsu01]. Außerdem lässt eine gewisse Dicke der Barriere die Freiheit, durch bestimmte prozesstechnische Methoden wie z.B. das Recessätzen, die Bauelementeigenschaften gezielt zu beeinflussen [Hsi01, Bre99a, Bre99c, Bre01b].

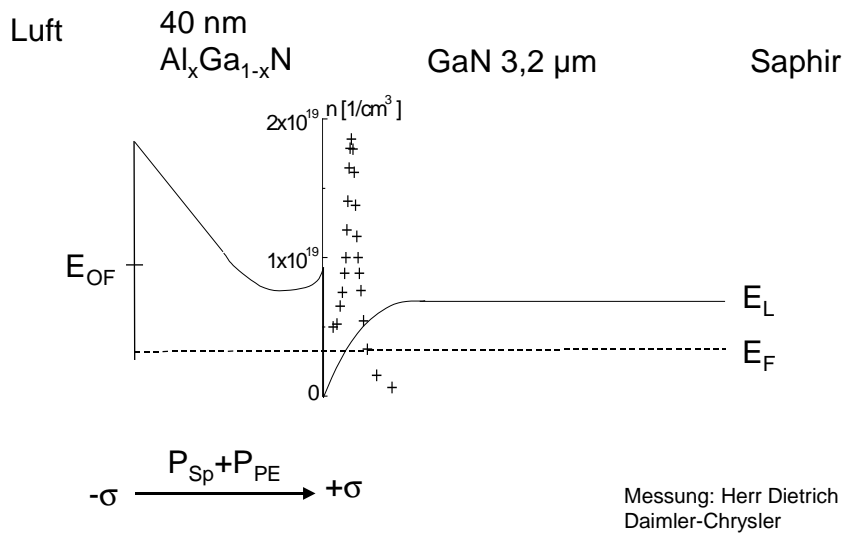


Abbildung 7.1: Typische Vertikalstruktur und Leitungsbandverlauf einer AlGaIn/GaN-Heterostruktur. An der AlGaIn-Oberfläche wird eine negative ($-\sigma$), an der Heterogrenzfläche eine positive ($+\sigma$) Flächenladungsdichte aufgrund spontaner (P_{Sp}) und piezoelektrischer Polarisation (P_{PE}) induziert (Amb00). Die Symbole (+) stellen die mittels CV-Messung bestimmte Ladungsträgerkonzentration als Funktion des Ortes dar.

Weiterhin ist der Leitungsbandverlauf in Abbildung 7.1 dargestellt. An der Heterogrenzfläche beider Materialien kommt es aufgrund der unterschiedlichen Bandlücken zur Ausbildung eines Drecks-Potentialtopfes, der dazu führen kann, dass sich dort Elektronen akkumulieren. Im dargestellten Fall liegt das Fermi-niveau im Leitungsband, d.h. es liegt der Fall der Entartung vor. Wegen der kleinen Ausdehnung dieses Potentialtopfes (im folgenden auch Kanal genannt) können die Ladungsträger zweidimensionale Eigenschaften aufweisen. Solche 2DEGs (2-Dimensional Electron Gas) weisen sehr viel höhere Beweglichkeiten als Ladungsträger im Volumenmaterial auf und verbessern damit die Eigenschaften der Bauelemente signifikant.

7.1.1 Rolle der Polarisationsfelder

Dass es zur Ausbildung eines solchen 2DEGs kommt, ist per se nicht klar. Brächte man zwei *intrinsische* Halbleiter – bei denen das Fermi-niveau im wesentlichen in der Mitte der verbotenen Zone liegt – ähnlicher Bandlücke in Kontakt, so führte das sicher nicht zur Ausbildung eines 2DEGs. So ist es notwendig, dass zumindest das Fermi-niveau des Barrierenmaterials relativ nahe an der Leitungsbandkante liegt. Im AlGaAs/GaAs System erreicht man das durch Dotierung und es bilden sich Flächenladungsträgerdichten von etwa $10^{12}/\text{cm}^2$ aus [Shu99]. Warum ist es nun im System AlGa_N/Ga_N möglich, ohne zusätzliche Dotierung viel höhere Trägerdichten von $> 10^{13}/\text{cm}^2$ zu erreichen? Dies ist um so überraschender, wenn man bedenkt, dass aufgrund der kleinen Hintergrundladungsträgerdichte das Fermi-niveau sicher tief in der verbotenen Zone liegt. Ein wichtiger Punkt zur Lösung dieses Problems liegt in der Existenz von Polarisationsfeldern, die in den Gruppe-III-Nitriden vorhanden sind, sofern sie in der Wurtzitstruktur kristallisieren. Dabei überlagern sich spontane (P_{SP}) und piezoelektrische Polarisation (P_{PE}). In Kristallen mit Wurtzitstruktur ist die spontane Polarisation wegen des Fehlens von Inversionssymmetrie immer präsent. Sie verursacht Oberflächenladungen, die aber in der Regel durch Adsorbate abgeschirmt sind [Gfr00]. An der Grenzfläche zweier Nitridschichten jedoch sind die Oberflächenladungen wirksam, ihre Größe hängt von der Differenz der Polarisation beider Materialien ab.

Wegen des relativ kleinen Unterschiedes in den Gitterkonstanten von GaN und Al_xGa_N (z.B. 0,5 % für $x = 20\%$), wächst das Barrierenmaterial meist pseudomorph verspannt auf den Puffer auf. Diese Verspannung induziert ein zusätzliches elektrisches Feld, die piezoelektrische Polarisation. In der MOVPE hergestellte Nitridheterostrukturen weisen in allen bekannten Fällen Ga-Polarität [Amb00] auf. Das führt dazu, dass in der AlGa_N-Barriere spontane und piezoelektrische Polarisation gleichgerichtet sind. In Abbildung 7.1 ist deutlich zu sehen, dass die Leitungsbandenergie der AlGa_N-Barriere mit zunehmendem Abstand von der Heterogrenzfläche ansteigt. Wegen der positiven Flächenladung an der Grenzfläche, ist also dort mit einer Akkumulation von Elektronen zu rechnen. Analog dazu kann eine negative Flächenladung an einer Grenzfläche zu einer Akkumulation von Löchern führen (Kapitel 7.4). Die Stärke des elektrischen Feldes in der Barriere wird von verschiedenen Autoren angegeben und liegt im Bereich 1 MV/cm [Amb00,Im00]. Dies führt zu Flächenladungen der Größenordnung $\sigma = 1 \cdot 10^{13}/\text{cm}^2$.

7.1.2 Ursache der hohen Ladungsträgerdichte

Wir haben gesehen, dass in AlGaN/GaN -Heterostrukturen hohe elektrische Felder verbunden mit Grenzflächenladungen wirksam sind. Offenbar führt dies aber auch zur Existenz von freien Ladungsträgern von der gleichen Größenordnung. Unklar bleibt nach wie vor die *Herkunft* dieser hohen Trägerdichten im Kanal.

Wie in Abbildung 7.1 schematisch dargestellt, vergrößert sich aufgrund dieses elektrischen Feldes die Leitungsbandenergie mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche. Dieses Polarisationsfeld ist verbunden mit einer negativen Oberflächenladung. Häufig wird daraus gefolgert, dass sich dann donatorartige Defekte an der AlGaN -Oberfläche bilden, die zwei Funktionen erfüllen. Zum einen kompensieren die (positiven) ionisierten Donatorrümpfe die negativen Oberflächenladungen, zum anderen geben sie ihre Elektronen in den niedrigsten unbesetzten Zustand der Barriere ab [Smo99, Ibb00, Hsu01]. Obwohl meist angenommen wird, dass solche Defekte tief in der Bandlücke lokalisiert sind (typisch $E_{\text{OF}} = 1\text{eV}$), werden sie gebildet, sobald die Barriere eine gewisse Dicke hat und das Fermi-niveau das Defektniveau überstreicht. Damit wird auch klar, dass die Barrierdicke einen starken Einfluss auf die Ladungsträgerdichte hat. Die Stärke des elektrischen Polarisationsfeldes bewirkt ein Ansteigen der Leitungsbandenergie von etwa 1eV pro 10nm . Damit können also auch Defekte mit hoher Bildungsenergie entstehen. Selbstverständlich könnte eine ungewollte Hintergrunddotierung der Barriere ebenso für Ladungsträger im Kanal sorgen. Betrachtet man aber die Größenverhältnisse – auf eine 40nm dicke Barriere verteilt entspricht eine Flächenladungsträgerdichte von $1 \cdot 10^{13}/\text{cm}^2$ einer Volumenkonzentration von $2,5 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ – wird klar, dass dies eine sehr unwahrscheinliche Erklärung ist. Ein zunehmender Al-Gehalt sollte wegen der Vergrößerung der Polarisationsfelder den gleichen Einfluss haben wie eine Erhöhung der Barrierdicke, nämlich mehr Ladungsträger in den Kanal zu injizieren.

Die Symbole in Abbildung 7.1 bezeichnen die per CV-Messung bestimmte räumliche Ladungsträgerverteilung, die, wie erwartet, im Kanal sehr hohe Werte annimmt, außerhalb dessen verschwindet.

7.1.3 Einbaueffizienz des Al

Nachdem plausibel gemacht wurde, dass hohe elektrische Felder in der AlGaN-Barriere in Verbindung mit Oberflächendefekten für die Ausbildung von großen Ladungsträgerdichten an der AlGaN/GaN-Grenzfläche verantwortlich sind, ist anzunehmen, dass der Al-Gehalt der Barriere einen entscheidenden Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften haben wird. Es stellt sich deshalb die Frage nach der experimentellen Realisierbarkeit solcher Heterostrukturen. Abbildung 7.2 zeigt den Al-Gehalt der AlGaN-Barriere über dem Al-Gehalt in der Gasphase während des MOVPE-Prozesses. Wie man erkennt, ist die Einbaueffizienz des Al nahezu gleich dem Ga. Das heißt, in dem für Transistoranwendungen interessanten Bereich, also etwa zwischen 10 und 40 %, ist die Epitaxie der AlGaN-Barriere insofern unkompliziert, als dass der Al-Gehalt in Festkörper und Gasphase identisch sind. Die Legierungsbildung in den bekannteren Systemen (Al)GaInP [Win99] oder AlGaAs [Zie97] ist ähnlich unkritisch. Von den Nitriden weiß man jedoch, dass abhängig von den experimentellen Bedingungen der In-Einbau in InGaN [Soh97] oder der Al-Einbau in AlGaN [Kir99] sehr gering sein kann.

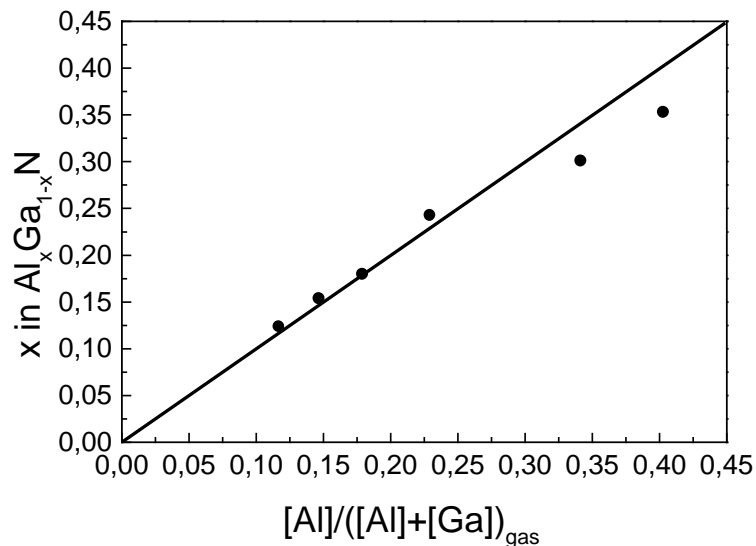


Abbildung 7.2: Al-Gehalt der Barriere vs. Al-Gehalt in der Gasphase. Die Einbaueffizienz von Aluminium und Gallium ist näherungsweise gleich.

Die Ergebnisse in Abbildung 7.2 sind auch eine Bestätigung der Untersuchung des Systems AlGaN/SiC (Kapitel 4.2). Eine mögliche Abhängigkeit der Einbaueffizienz von der Größe der Gitterfehlpassung oder von der Kristallqualität des Puffers wie bei InGaN beobachtet wurde [Kni98], ist also bei AlGaN nicht gegeben. Eine Ausbildung von Rissen wurde bei hohen Al-Gehalten ab einer Dicke von 70 nm beobachtet.

7.2 Transporteigenschaften

In diesem Abschnitt werden temperaturabhängige Hallmessungen im Bereich 40-400 K an einer Probenserie diskutiert, bei der der Al-Gehalt systematisch variiert wurde. Aus dem Verlauf der Flächenladungsträgerdichte als Funktion der Temperatur $n_s(T)$ kann man klären, ob das Fermi-niveau tatsächlich innerhalb des Leitungsbandes liegt. Der Verlauf der Beweglichkeit $\mu(T)$ lässt Schlüsse auf die wirksamen Streumechanismen zu. Durch den Nachweis des Shubnikov-de Haas-Effekts wird gezeigt, dass die Ladungsträger zweidimensionale Eigenschaften haben.

7.2.1 Ladungsträgereigenschaften

Abbildung 7.3 zeigt den Verlauf der Flächenladungsträgerdichte über der Temperatur für eine Probenserie mit unterschiedlichen Al-Gehalten. In allen Fällen ist der Verlauf nahezu unabhängig von der Temperatur. Im allgemeinen sind Halbleiter aber dadurch charakterisiert, dass Ladungsträger thermisch generiert werden. Offenbar ist das hier nicht der Fall. Anders ausgedrückt heißt das, dass das Fermi-niveau im oder sehr nahe des Leitungsbandes verläuft. Genau dies ist auch notwendig, um die für Transistoren erforderlichen hohen Ladungsträgerdichten zu erzeugen.

In Abbildung 7.4 ist die erwartete Zunahme der Ladungsträgerdichte mit dem Al-Gehalt dargestellt. Hauptverantwortlich für dieses Ansteigen ist die Zunahme der Polarisationsfelder; der spontanen Polarisation wegen der Zunahme des Al-Gehalts und der piezoelektrischen wegen der Zunahme der Verspannung. Durch Variation des Al-Gehalts lässt sich also die Ladungsträgerdichte in einem gewissen Bereich „einstellen“.

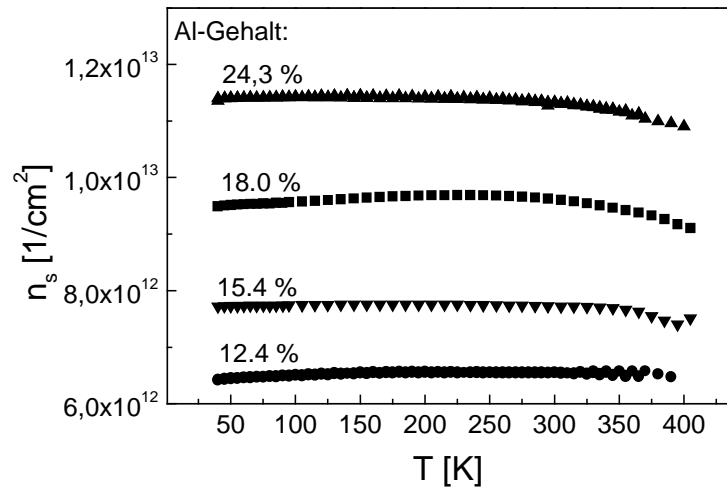


Abbildung 7.3: Ladungsträgerdichte über der Temperatur für AlGaIn/GaN -Heterostrukturen mit unterschiedlichem Al-Gehalt. Die Trägerdichte ist näherungsweise konstant. Das zeigt, dass das Fermi-niveau nahe des Leitungsbandes verläuft.

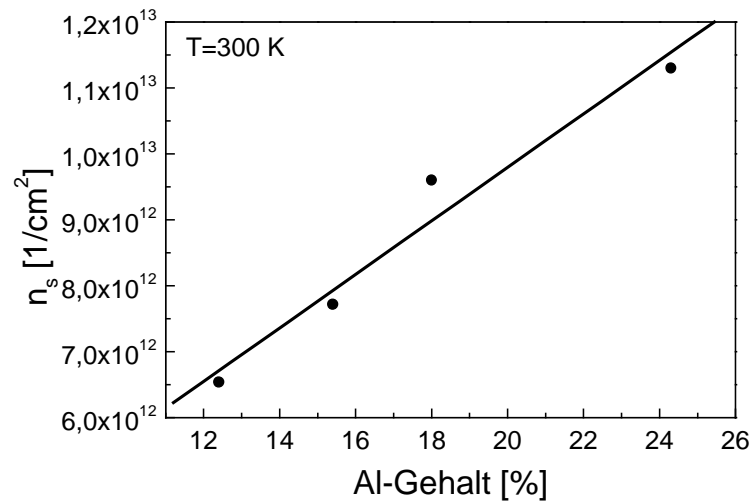


Abbildung 7.4: Ladungsträgerdichte bei 300 K über Al-Gehalt für verschiedene AlGaIn/GaN -Heterostrukturen. Wegen der Zunahme der Polarisationsfelder entspricht dies dem erwarteten Verlauf.

Die Beweglichkeit von AlGaN/GaN -Heterostrukturen ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Zum Vergleich wurde der Verlauf von $\text{GaN}:\text{Si}$ -Volumenmaterial eingetragen. Das Temperaturverhalten lässt sich grob in zwei Bereiche einteilen. Oberhalb von 200 K kann es durch ein Exponentialgesetz $\mu \sim T^{-2.3}$ beschrieben werden. Wie zu erkennen ist, gilt dies sowohl für die Heterostrukturen wie auch für Volumenmaterial (siehe auch Kapitel 5.3). Die Abnahme der Beweglichkeit bei hohen Temperaturen wird durch die Streuung der Elektronen an polar optischen Phononen verursacht. Für die Beurteilung der Materialqualität ist die Beweglichkeit bei tiefen Temperaturen aussagekräftiger. Die Temperaturabhängigkeit ist dort für die Heterostrukturen im Gegensatz zum Volumenmaterial nur schwach. Die Probe mit dem geringsten Al-Gehalt zeigt eine deutlich geringere Beweglichkeit als die anderen. Vermutlich sind die Ladungsträger bei dieser Probe wegen der nicht ausreichend großen Felder nicht genau an der Grenzfläche lokalisiert, so dass die vorteilhaften zweidimensionalen Eigenschaften nur teilweise zum Tragen kommen. Die anderen Proben zeigen die Tendenz, dass mit zunehmendem Al-Gehalt die Beweglichkeit abnimmt.

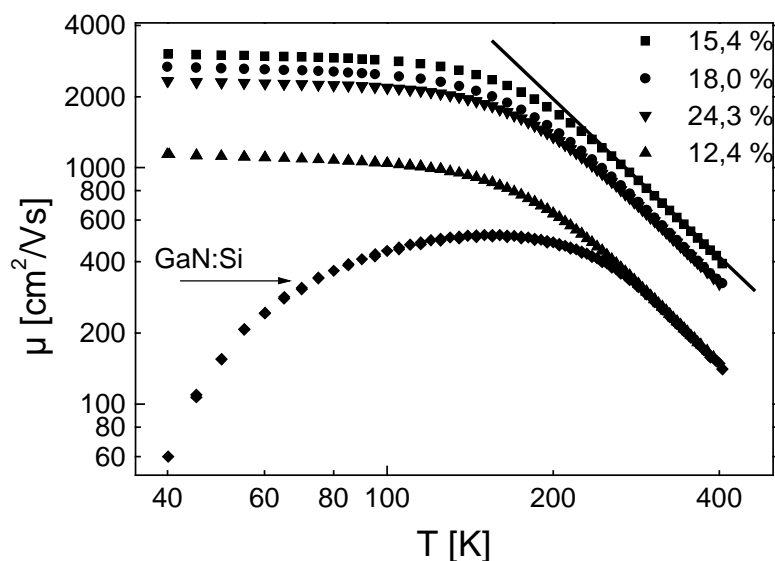


Abbildung 7.5: Beweglichkeit über der Temperatur für verschiedene AlGaN/GaN -Heterostrukturen. Zum Vergleich ist der Beweglichkeitsverlauf für n-dotiertes Volumenmaterial mit eingezeichnet. Die Abhängigkeit bei höheren Temperaturen ist in beiden Fällen $\mu \sim T^{-2.3}$.

Die Tieftemperaturbeweglichkeit lässt sich ausschließlich auf Materialdefekte zurückführen. Im Wesentlichen wird sie durch Grenzflächenrauigkeit und durch die Streuung an ionisierten Störstellen bestimmt. Die Grenzflächenrauigkeit [Zha00,Ke199] ist stark von der Ladungsträgerdichte abhängig: Je größer die Polarisationsfelder sind, desto höher ist die induzierte Ladungsträgerdichte im Kanal. Gleichzeitig steigt aber die Dichte der Polarisationsladungen. Dies führt dazu, dass das Elektronengas sehr nahe an der Grenzfläche lokalisiert und damit sensitiver auf Rauigkeiten ist. Offenbar bestimmt dieser Effekt die Abnahme der Beweglichkeit mit zunehmendem Al-Gehalt.

Die Streuung an ionisierten Störstellen (für eine quantitative Abschätzung derselben siehe Gaska et al. [Gas98]) wird teilweise reduziert, wenn freie Ladungsträger anwesend sind, die das Coulombpotential der Störstellen abschirmen. Ein grundsätzlicher Unterschied zwischen 2DEG und Volumenhalbleiter ist, dass im Elektronengas das Feld der Störstellen insgesamt viel besser abgeschirmt wird, weil die Ladungsträger auf einen sehr engen Bereich konzentriert sind. Zudem sind Ladungsträger von den Dotieratomen räumlich getrennt. Deshalb sind die Beweglichkeiten von 2DEGs viel höher als im Volumenmaterial. Außerdem ist der Streubeitrag der ionisierten Störstellen im 2DEG weitgehend temperaturunabhängig, weil die Ladungsträgerdichte konstant ist. Im Falle der Nitride tragen zu diesem Streumechanismus sowohl punktförmige als auch linienförmige Defekte wie z.B. geladene Versetzungslinien bei. In unserem Falle sorgt der beschriebene Streumechanismus dafür, dass die Beweglichkeit bei 77K etwa eine Größenordnung unterhalb der Rekordwerte liegen, die in homoepitaktischen und damit an weitestgehend versetzungsfreien Strukturen erzielt wurden [Kha00].

Abbildung 7.6 zeigt den Zusammenhang zwischen Ladungsträgerdichte und Beweglichkeit. Während Ladungsträgerdichten zwischen $6 \cdot 10^{12}/\text{cm}^2$ und $1,4 \cdot 10^{13}/\text{cm}^2$ durch Variation des Al-Gehalts erreicht werden können, ist es für höhere Dotierungen notwendig, die Barriere zu dotieren. Dabei wurden Konzentrationen von $3 \cdot 10^{13}/\text{cm}^2$ bei noch akzeptablen Beweglichkeiten von etwa $500 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ erzielt. Die Bestwerte für die Beweglichkeit lagen in nominell undotierten Proben bei $\mu = 1200 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ und $\mu = 4000 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ für $T = 300 \text{ K}$ bzw. 77 K . Damit liegen die Raumtemperaturbeweglichkeiten einen Faktor drei bis vier höher als die im Volumenmaterial.

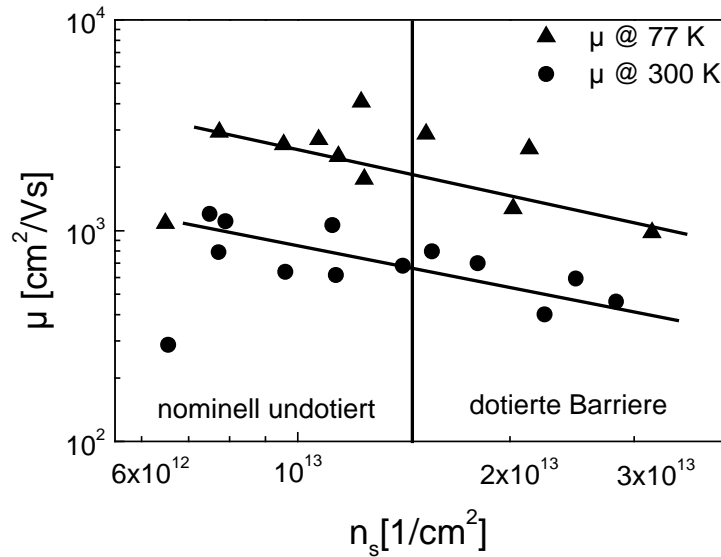


Abbildung 7.6: Beweglichkeit bei 300 und 77 K über der Ladungsträgerdichte einer Vielzahl von dotierten und undotierten Proben.

7.2.2 Shubnikov-de Haas Oszillationen

Durch die Beobachtung des Shubnikov-de Haas-Effekts, also von Oszillationen des Magnetowiderstandes, kann der zweidimensionale Charakter von Ladungsträgern in einem Halbleiter nachgewiesen werden [Ste67]. Für zwei benachbarte Magnetfeldstärken, bei denen ein Extremum des Magnetowiderstandes auftritt, $B_{\text{ext}}(N)$ und $B_{\text{ext}}(N+1)$, und die zweidimensionale Ladungsträgerdichte n_{2D} gilt dann [Sax00]:

$$n_{2D} = \frac{2e}{h} \cdot \left[\Delta \left(\frac{1}{B_{\text{ext}}} \right) \right]^{-1} \quad (7.1)$$

Hierbei bedeutet:

$$\Delta \left(\frac{1}{B_{\text{ext}}} \right) = \frac{1}{B(N)_{\text{ext}}} - \frac{1}{B(N+1)_{\text{ext}}} \quad (7.2)$$

N ist eine ganze Zahl. Abbildung 7.7 zeigt den relativen Magnetowiderstand ρ/ρ_0 aufgetragen über dem Magnetfeld B .

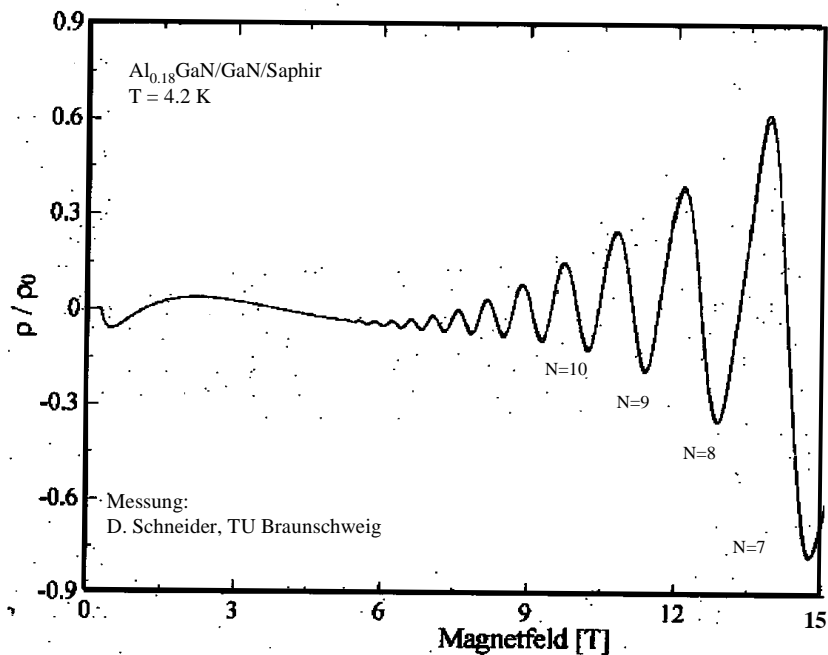


Abbildung 7.7: Shubnikov-de Haas Oszillationen einer $\text{Al}_{0.18}\text{GaN}/\text{GaN}$ -Heterostruktur.

Es sind deutlich Oszillationen zu erkennen, die das Vorhandensein eines 2DEGs belegen. Aus Gleichung 7.1 lässt sich die zweidimensionale Ladungsträgerdichte bestimmen:

$$n_{2D} = 5 \cdot 10^{12} / \text{cm}^2 \quad (7.3)$$

Abbildung 7.8 zeigt $1/B_{\text{ext}}(N)$ über der jeweiligen Quantenzahl N . Die Steigung der Geraden ist proportional zu n_{2D} .

Die Hallmessung an dieser Probe ergab einen Wert von $9 \cdot 10^{12}/\text{cm}^2$. Die Differenz der beiden Werte lässt darauf schließen, dass nicht alle in der Hallmessung nachgewiesenen Ladungsträger zweidimensionalen Charakter haben. Betrachtet man den Bandverlauf (Abbildung 7.1), ist es durchaus denkbar, dass durch die starke Modifikation des Leitungsbandes auch Ladungsträger im GaN-Puffer generiert werden.

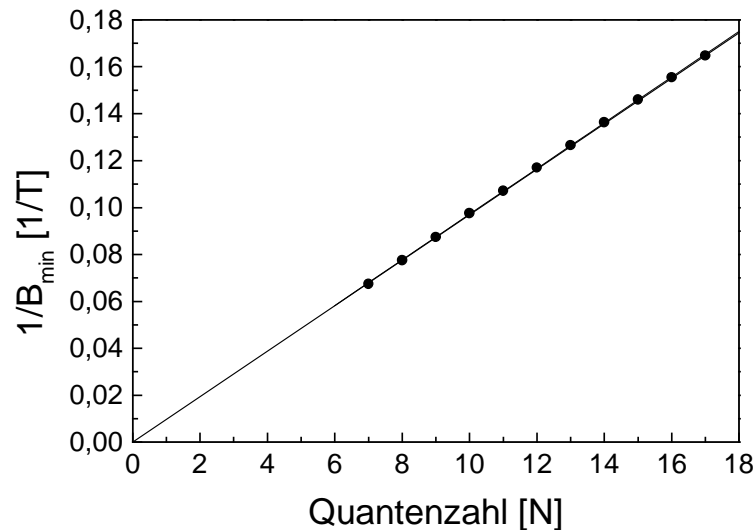


Abbildung 7.8: Minima des Magnetfeldes über der zugehörigen Quantenzahl.

7.3 Bauelementeigenschaften von HEMTs

Dieser Abschnitt präsentiert Bauelementdaten von prozessierten HEMTs. Es ist interessant zu beobachten, welches Wechselspiel zwischen epitaktischer Vertikalstruktur und Bauelementeigenschaften besteht. Durch die Verwendung von hohen Al-Gehalten und insbesondere von dotierten Barrieren können sehr große Ladungsträgerdichten erzeugt werden. Damit ist es möglich, Transistoren mit hohen Sättigungsströmen (Abschnitt 7.3.1) herzustellen. Verwendet man hingegen undotierte Barrieren sind wegen der besseren Beweglichkeit gute Steilheiten realisierbar. Der Al-Gehalt der Barriere wirkt sich auch entscheidend auf die Qualität der Kontakte aus. Für kleine Al-Gehalte ist die Abscheidung von ohmschen Kontakten mit kleinen Kontaktwiderständen einfacher als bei hohen Al-Gehalten [Bre01a]. Für den benötigten Schottky-Kontakt ist die Situation komplizierter (Kapitel 7.3.2). Grundsätzlich würde man erwarten, dass mit steigendem Al-Gehalt die Leckströme geringer werden.

Tatsächlich zeigen die Experimente, dass dies nicht so ist, es gibt offenbar einen optimalen Al-Gehalt.

In Abbildung 7.9 ist der Aufbau eines HEMT schematisch dargestellt. Die Strukturen wurden mit konventioneller optischer Lithographie definiert. Die Mesaisolierung der einzelnen Bauteile erfolgte wegen der chemischen Stabilität des GaN durch Ionenstrahlätzen (IBE). Ohmsche Kontakte (Source und Drain) wurden durch thermisches oder Elektronenstrahlverdampfen der Materialien Ti,Al und Au realisiert. Für den Schottky-Kontakt (Gate) fand die Kombination Ni/Au Anwendung. Eine ausführliche Darstellung der Prozesstechnologie findet man in [Kle01,Bre00,Bre01a].

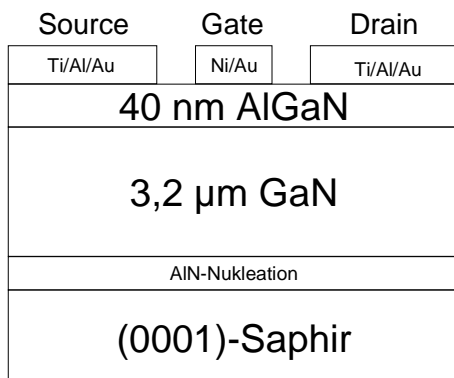


Abbildung 7.9: Aufbau eines HEMT (schematisch). Durch die ohmschen Kontakte bei Drain und Source fließt ein Strom, der über den Schottky-Kontakt (Gate) gesteuert werden kann.

7.3.1 Ausgangskennlinienfeld

Die Wirkungsweise des HEMT lässt sich anhand des Ausgangskennlinienfeldes (Abbildung 7.10) folgendermaßen erklären. Es sei das Gate spannungsfrei. Zwischen Source und Drain wird eine Spannung U_{DS} angelegt und es fließt ein Strom I_{DS} , der im wesentlichen dem ohmschen Gesetz gehorcht. Wird die Spannung weiter erhöht, tritt eine Sättigung ein. Dieser maximale Drainstrom ist u.a. von der Zahl der Ladungsträger im Kanal abhängig. Durch das Anlegen einer negativen Spannung U_G an den Schottkykontakt bildet sich nun eine Raumladungszone aus, in der kein Stromfluss möglich ist. In dem gezeigten Beispiel ist es möglich, durch Anlegen einer bestimmten Gate-Spannung ($U_G = -3.5 \text{ V}$) den Drainstrom vollständig zu unterdrücken, „abzuschneiden“. Dies ist das grundsätzlichsste Kriterium, das einen Transistor kennzeichnet. Es ist nur dann möglich, den Drainstrom vollständig abzuschneiden, wenn die Ladungsträger sehr scharf an der Grenzfläche AlGaN/GaN lokalisiert sind. Ladungsträger tief im Puffer lassen sich durch das Feld des Gates nicht erreichen.

Durch Variation der Gatespannung kann die Ladungsträgerdichte im Kanal nun variiert werden. Im Bändermodell heißt das nichts anderes, als dass die Leitungsbandenergie in der Barriere erhöht bzw. erniedrigt wird.

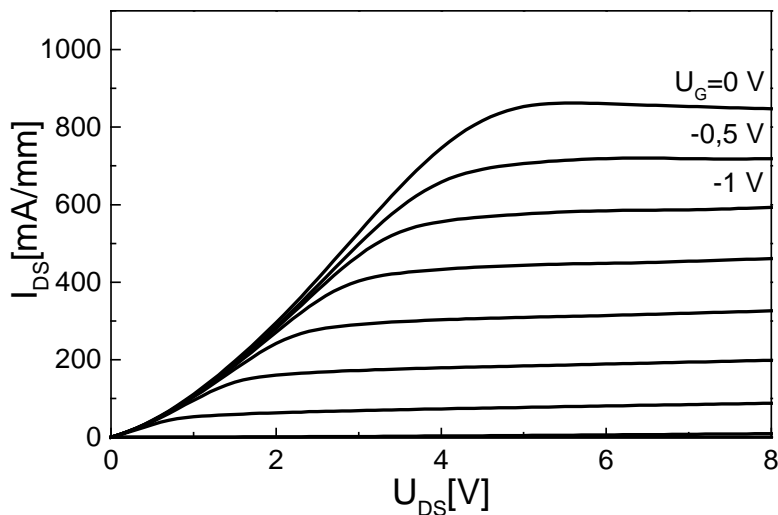


Abbildung 7.10: Ausgangskennlinienfeld eines HEMT. Durch Verwendung einer dotierten Struktur ließen sich sehr hohe Drainströme erzielen.

Das Kennlinienfeld in 7.10 ist noch aus einem weiteren Grund bemerkenswert. Dieses Bauteil wurde unter Verwendung einer Probe, die eine sehr hohe Ladungsträgerdichte von $n = 3 \cdot 10^{13}/\text{cm}^2$ bei $\mu = 500 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ aufwies, hergestellt. Damit war es möglich, einen maximalen Drainstrom von $0,8 \text{ A/mm}$ zu erzielen, ein Wert, der nur wenig von den derzeitigen Rekordwerten (etwa $1,4 \text{ A/mm}$ [Pin98]) entfernt liegt. Hiermit wurde das große Potential des Materialsystems der Nitride für die Leistungselektronik erneut unterstrichen.

Um zu einer mehr quantitativen Beurteilung der Funktionsweise von FETs zu kommen, wird eine Größe eingeführt, die beschreibt, wie effizient der Drainstrom bei Anlegen einer Gatespannung variiert werden kann. Mathematisch wird die Steilheit (engl.: Transconductance) wie folgt definiert:

$$g = \left. \frac{\partial I_D}{\partial U_G} \right|_{U_{DS} = \text{const.}} \quad (7.4)$$

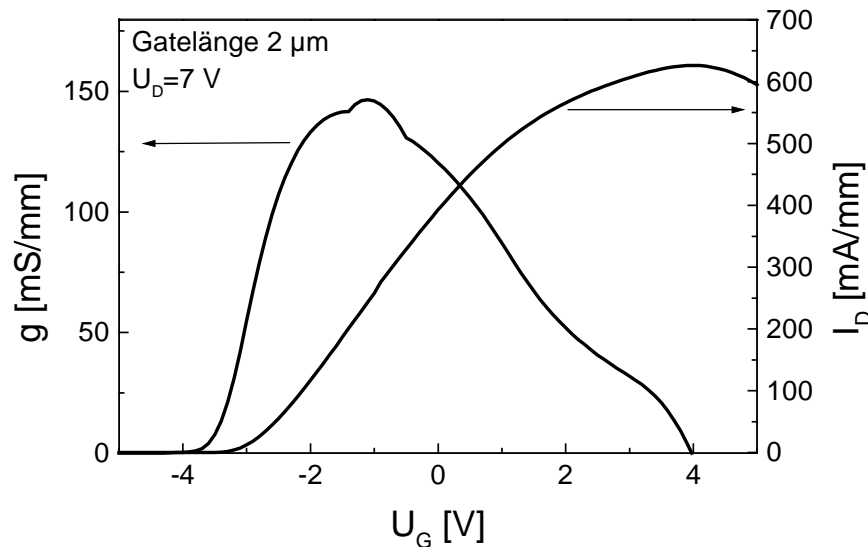


Abbildung 7.11: Drainstrom und Steilheit eines HEMT über der Gatespannung.

Aus einem Ausgangskennlinienfeld wird also der Drainstrom als Funktion der Gatespannung extrahiert. U_{DS} wird üblicherweise so gewählt, dass die Sättigung gerade erreicht ist. Die erste Ableitung nach U_G liefert dann die Steilheit. Das Diagramm 7.11 wurde an einer undotierten Probe mit recht hoher Beweglichkeit ($\mu = 1000 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$) gewonnen. Diese zeigt eine gute Steilheit von 150 mS/mm . Sollen die Bauteile hinsichtlich Steilheit und damit die Hochfrequenzeigenschaften optimiert werden, sollten also möglichst undotierte Proben verwendet werden.

Neben den Gleichstromeigenschaften der Transistoren ist das Verhalten der Bauteile bei hohen Frequenzen interessant. Die höchste gemessene Stromverstärkung lag für eine Gatelänge von 50 nm bei $f_T = 70 \text{ GHz}$, die größte Leistungsverstärkung bei $f_{\text{max}} = 105 \text{ GHz}$. Details zur Prozessierung und zur Charakterisierung dieser Kuzkanal-HEMTs finden sich in [Bre99a, Bre99b].

7.3.2 Einfluss des Al-Gehalts auf die Bauelementeigenschaften

Wie in Kapitel 7.2.1 gezeigt, lässt sich die Ladungsträgerdichte in $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ -Heterostrukturen durch Variation des Al-Gehaltes in einem gewissen Bereich

einstellen. Es ist daher nicht überraschend, dass sich diese Abhängigkeit auf den maximalen Drainstrom der HEMTs überträgt (siehe Abbildung 7.12).

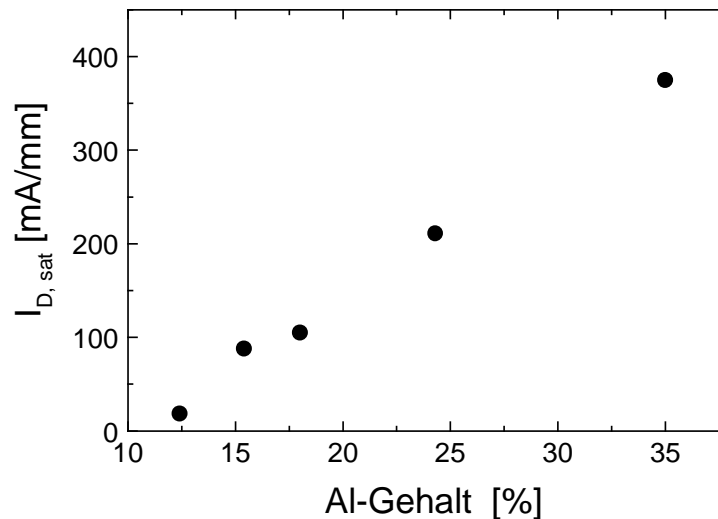


Abbildung 7.12: Maximaler Drainstrom über Al-Gehalt von HEMTs mit verschiedenen Al-Gehalten.

Überraschenderweise führt die Erhöhung des Al-Gehalts nur zu kleinen Erhöhungen der ohmschen Kontaktwiderstände [Bre01a]. Welche Auswirkungen hat der Al-Gehalt aber auf die Güte der Schottky-Kontakte? Um diese Frage zu beantworten, wurden unter identischen Prozessbedingungen HEMTs hergestellt und bei $U_G = -10$ V der Leckstrom am Gate gemessen (siehe Abbildung 7.13). Die eigentlich zu erwartende Tendenz, dass die Qualität der Schottky-Kontakte mit zunehmendem Al-Gehalt wegen der zunehmenden Bandlücke des AlGa N steigt, ist nur für kleine Al-Gehalte zu sehen. Die Proben mit höheren Al-Gehalten wiesen hingegen deutlich höhere Leckströme auf. Möglicherweise spielt hier die Oberflächenrauigkeit des AlGa N eine Rolle, die mit zunehmendem Al-Gehalt größer wird [Kel99]. Eine ähnliche Beobachtung bezüglich der Leckströme machten auch Qiao et al [Qia00].

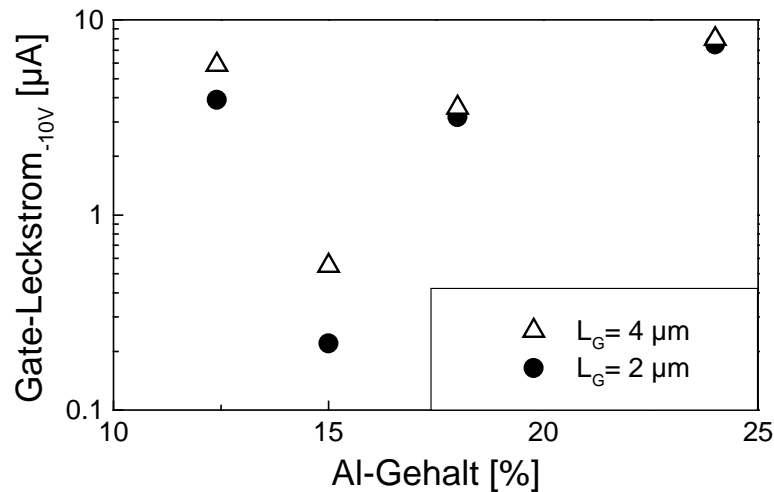


Abbildung 7.13: Leckstrom am Gate bei -10 V für HEMTs mit verschiedenen Al-Gehalten. Die Gatelänge L_G betrug $2\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $4\text{ }\mu\text{m}$.

7.4 p-GaN/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ Heterostrukturen

Wie wir in Kapitel 7.3 gesehen haben, lassen sich die im Vergleich zum Volumenmaterial hervorragenden Transporteigenschaften von AlGaIn/GaN -Heterostrukturen tatsächlich verwenden, um gut funktionierende elektronische Bauelemente herzustellen. Zur Realisierung hoher Flächenladungsträgerdichten ist dabei die in den Nitriden vorhandene spontane und die piezoelektrische Polarisation extrem hilfreich. Alle bisher vorgestellten Untersuchungen wurden an undotiertem oder Si-dotiertem, in jedem Falle also an n-leitendem Material durchgeführt. Grundsätzlich sollte sich die Erzeugung hoher Ladungsträgerdichten bzw. hoher Beweglichkeiten aber nicht auf n-dotierte Heterostrukturen beschränken. Eine Erhöhung der niedrigen Leitfähigkeit von p-dotiertem $(\text{Al})\text{GaN}$ wäre überdies sehr wünschenswert, denn momentan werden dadurch die Kenndaten einer Vielzahl elektronischer und optoelektronischer Bauteile beeinträchtigt.

In erster Linie erwartet man von einer solchen Polarisationsdotierung eine Erhöhung der *lateralen* Leitfähigkeit, d.h. senkrecht zur Wachstumsrichtung. Unklar ist bislang,

wie sich diese auf den Widerstand in vertikaler Richtung auswirkt. Für einen GaN-HBT (Heterojunction Bipolar Transistor) wäre beides wünschenswert, gute Leitfähigkeit in horizontaler wie in vertikaler Richtung [Ren98,Shu00]. Auch in optoelektronischen Bauelementen ist die vertikale Leitfähigkeit zu minimieren. Dass dazu GaN/AlGaN-Übergitter in der Lage sind, wird derzeit in der Fachwelt meist bestritten. Dennoch werden solche Übergitter in Laserdioden als Mantelschichten teilweise eingesetzt [Nak98a,Han00a], allerdings wohl eher aus Gründen der Verspannungsreduktion und somit zur Vermeidung der Rissbildung.

In der Literatur wurden GaN/AlGaN-Heterostrukturen zur Erhöhung der gemittelten Löcherkonzentration schon mehrfach vorgeschlagen (z.B. [Hsu99, Sch96]), es liegen jedoch kaum experimentelle Untersuchungen vor. Das Hauptziel dieses Kapitels war es, den Einfluss einer einzelnen p-dotierten GaN/Al_xGaN Grenzfläche auf die elektrischen Eigenschaften zu untersuchen, wobei der Al-Gehalt x variiert wurde (Kapitel 7.4.1). Nachdem gezeigt wurde, dass durch die Anwesenheit einer solchen Grenzfläche der Grad der Ionisierung der Akzeptoren tatsächlich zunimmt, wurde dieses Konzept konsequent in Form eines Übergitters realisiert (Kapitel 7.4.2).

7.4.1 Elektrische Eigenschaften von GaN/AlGaN:Mg-Heterostrukturen

Zur Untersuchung der elektrischen Eigenschaften von GaN/AlGaN:Mg-Heterostrukturen, wurde in folgende Probenserie epitaxiiert (Abbildung 7.14) und mittels Hallmessung untersucht.

50 nm GaN:Mg
150 nm AlGaN:Mg
0,75 μm i-GaN
0,75 μm GaN
AlN-Nukleation
(0001)-Saphir

Abbildung 7.14: Vertikalstruktur zur Untersuchung der elektrischen Eigenschaften von p-GaN/AlGaN-Heterostrukturen. Der Puffer hatte den gleichen Aufbau wie für die Experimente in Kapitel 6.

Die interessantesten Parameter dieser Serie sind die Mg-Dotierkonzentration und der Al-Gehalt. Die Dotierkonzentration wurde auf den in Kapitel 6.8 als optimal ermittelten

Wert eingestellt und der Al-Gehalt variiert. Die Auswirkungen der Polarisationsdotierung sollten so am deutlichsten zu sehen sein. Die Dicke dieser Strukturen wurde mit 200 nm relativ dünn gewählt, um die Formation von Rissen zu unterdrücken. Ziel war es zu sehen, ob und ab welcher Al-Konzentration eine verstärkte Ionisierung der Akzeptoren eintritt. Eine Akkumulation von Löchern aufgrund von negativen induzierten Flächenladungen würde man an der von der Oberfläche aus nächsten Grenzfläche erwarten (Abbildung 7.20). Die aus Hallmessungen bei Raumtemperatur gewonnenen Daten wie spezifischer Widerstand, Löcherdichte und Löcherbeweglichkeit sind in Abbildung 7.15 dargestellt.

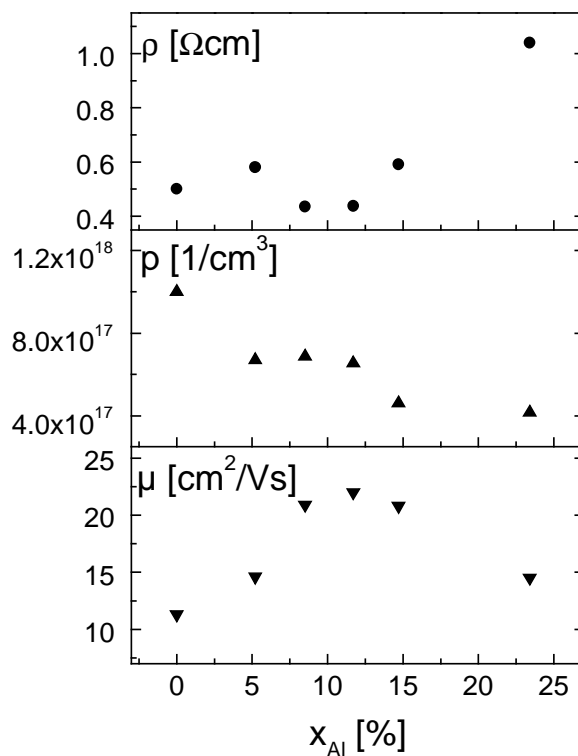


Abbildung 7.15: Elektrische Daten von p-GaN/AlGaN-Heterostrukturen mit unterschiedlichem Al-Gehalt.

Man erkennt, dass die Löcherdichte¹ ausgehend von der reinen GaN:Mg-Probe mit zunehmendem Al-Gehalt abnimmt und für die Probe mit höchstem Al-Gehalt um einen Faktor 2,5 kleiner ist. Dieses Verhalten deutet nicht auf eine verstärkte Ionisierung an der Heterogrenzfläche hin, kann aber auch durch den nicht für jede Probe einzeln optimierten Mg-Fluss leicht erklärt werden. Die höchste Löcherkonzentration hat hier

¹ Die elektrischen Messungen wurden ausgewertet, indem der Widerstand, bzw. die Zahl der Ladungsträger auf die Summe der Dicken der p-leitenden Schichten, also auf 200 nm bezogen wurde.

die GaN:Mg-Einzelschicht. Die Beweglichkeit hingegen weist ein Maximum für $x = 15\%$ auf. Dies wiederum könnte eine Folge der Akkumulation von Löchern an der Grenzfläche sein. Andererseits wird die Beweglichkeit von sehr vielen Faktoren wie z.B. Grenzflächenrauhigkeit oder Streuung an Potentialinhomogenitäten (engl.: alloy scattering) beeinflusst, so dass es noch nicht möglich ist, eine klare Aussage zu treffen. Dies kann geschehen, wenn man die Aktivierungsenergie der Löcher, die wieder aus temperaturabhängigen Hallmessungen gewonnen wurde, betrachtet (Abbildung 7.16).

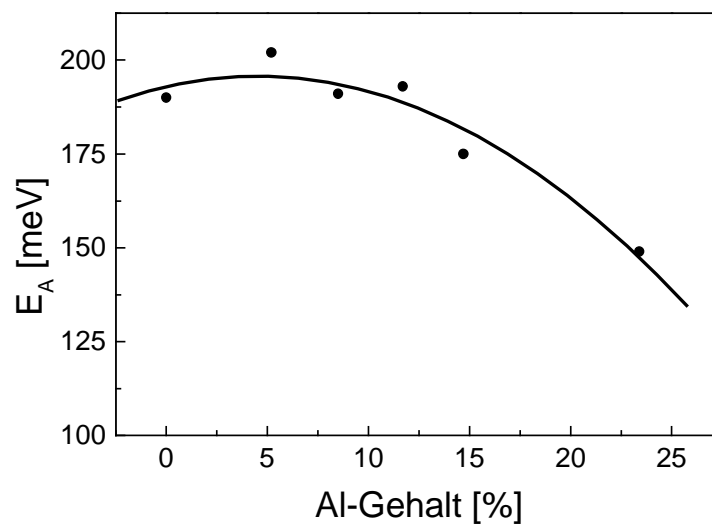


Abbildung 7.16: Aktivierungsenergie für verschiedene p-GaN/AlGaN-Heterostrukturen gewonnen aus temperaturabhängigen Hallmessungen.

Die Auswertung der Messungen erfolgte analog zu Kapitel 5.3 und 6.6. Die Referenzprobe ($x = 0$) wies wieder eine Aktivierungsenergie von 190 meV auf. Eine deutliche Reduktion der Aktivierungsenergie ist für Proben mit $x \geq 15\%$ zu sehen. Die gegenüber dem Wert für Volumenmaterial reduzierten Aktivierungsenergien von bis zu 150 meV spiegeln den *mittleren* Abstand vom Akzeptorniveau zum Valenzbandniveau wider. Die ermittelte Energie ist als Mittelwert über die Aktivierungsenergien aller Ladungsträger im p-dotierten GaN/AlGaN-Bereich zu verstehen. Für die Reduktion der Aktivierungsenergie in Strukturen mit hohem Al-Gehalt ist offenbar die Grenzfläche GaN/AlGaN verantwortlich. D.h. sehr nahe dieser Grenzfläche sollte die Ionisierung des Dotierstoffs erheblich höher als im Volumen-AlGaN sein. Dies legt es nahe, eine

große Anzahl von Grenzflächen in *einer* Struktur zu realisieren, also eine Übergitterstruktur herzustellen und zu untersuchen.

An der Grenzfläche GaN/AlGaN sollte der Abstand zwischen Fermi-niveau und Valenzband also deutlich kleiner als im Volumenmaterial sein und zur Ausbildung einer Löcherakkumulation führen. Ob diese Löcher zwei- oder dreidimensionalen Charakter haben, kann an dieser Stelle nicht geklärt werden. Nach Shur et al. [Shu00] sollten allerdings bei Daten von $\mu = 20,8 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ und $p_s = 2,46 \cdot 10^{13}/\text{cm}^2$, wie für $x = 15 \%$ gefunden, die Ladungsträger *zweidimensional* vorliegen. Der elektrische Widerstand der Strukturen liegt mit etwa $10 \text{ k}\Omega/\text{sqr}$ wegen der kleineren Beweglichkeit um einen Faktor 25 höher als bei den entsprechenden n-leitenden Strukturen.

7.4.2 GaN/AlGaN:Mg-Übergitter

Mit der Erkenntnis aus 7.4.1, dass eine verstärkte Akzeptor-Ionisierung besonders bei hohen Al-Gehalten ($> 20 \%$) eintritt, wurde eine Übergitterstruktur epitaxiert. Die wichtigsten Parameter sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

Tabelle 7.2: Die wichtigsten Parameter der untersuchten p-GaN/AlGaN-Übergitterstruktur.

Größe	Wert
Al-Gehalt	27,5%
d_{AlGaN}	12 nm
d_{GaN}	12 nm
Periodenzahl	20
Mg-Konzentration	$8 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$

Das Röntgendiffraktogramm (Abbildung 7.17) zeigt die hervorragende Qualität der Grenzflächen, da die sogenannten Satellitenreflexe klar bis zur vierten Ordnung erkennbar sind. Aus dieser Messung wurden auch Periodizität und Al-Gehalt ermittelt.

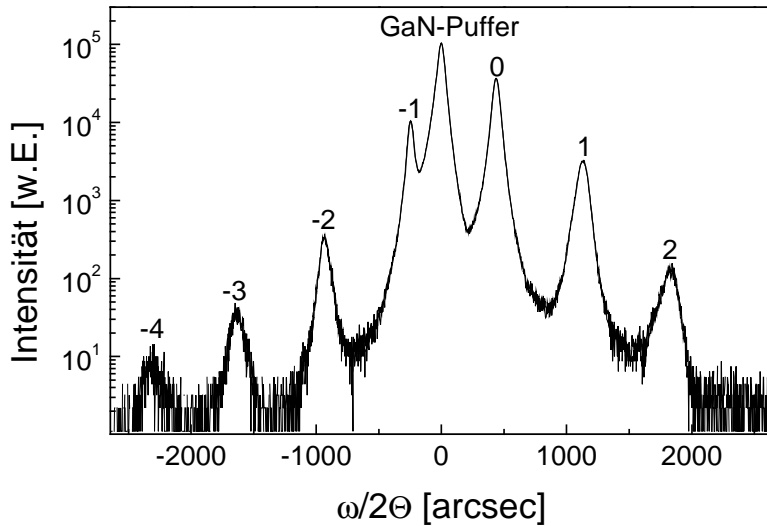


Abbildung 7.17: Röntgendiffraktogramm eines p-GaN/AlGaN Übergitters.

Kozodoy et al. [Koz99a] fanden, dass eine Erhöhung der durchschnittlichen Ladungsträgerdichte in p-GaN/AlGaN Übergittern erst für $d_{\text{AlGaN}} = d_{\text{GaN}} > 8$ nm bemerkbar ist, deshalb fiel unsere Wahl auf 12 nm. Die Dotierkonzentration wurde nach den Erkenntnissen von Kapitel 6.8 gewählt. Wegen des in der MOVPE unvermeidbaren Memory-Effekts des Mg erschien eine Modulationsdotierung nicht sinnvoll. Untersuchungen dazu sind in [Koz99b] zu finden. Durch die Verwendung hoher Al-Gehalte kann es wegen der zunehmenden tensilen Verspannung des AlGaN zur Ausbildung von Rissen kommen. Manche Gruppen beobachten, dass die Tendenz zur Rissbildung in hochdotiertem AlGaN besonders groß ist [Ob100]. Die hier gewählten Werte erschienen uns jedoch ein vernünftiger Kompromiss zu sein und tatsächlich wies die Probe keine Risse auf.

Abbildung 7.18 zeigt sehr eindrucksvoll das unterschiedliche Temperaturverhalten des spezifischen Widerstandes zweier p-dotierter GaN/AlGaN-Heterostrukturen einerseits und dem Übergitter andererseits. Während bei hohen Temperaturen von 500 K die drei Proben etwa den gleichen spezifischen Leitwert von $5/(\Omega\text{cm})^2$ aufweisen, nimmt die

² Die elektrischen Messungen wurden ausgewertet, indem der Widerstand, bzw. die Zahl der Ladungsträger auf die Summe der Dicken der p-leitenden Schichten, hier also auf 480 nm bezogen wurde.

Leitfähigkeit der Heterostrukturen mit abnehmender Temperatur stark ab, während sie für das Übergitter im wesentlichen konstant bleibt. Dies führt zu einem Unterschied bei Raumtemperatur von etwa einem Faktor vier, bei tieferen Temperaturen von $T = 150\text{ K}$ sind es gar drei Größenordnungen. Selbstverständlich ist dies eine Folge der unterschiedlichen Aktivierungsenergien in den verschiedenen Proben.

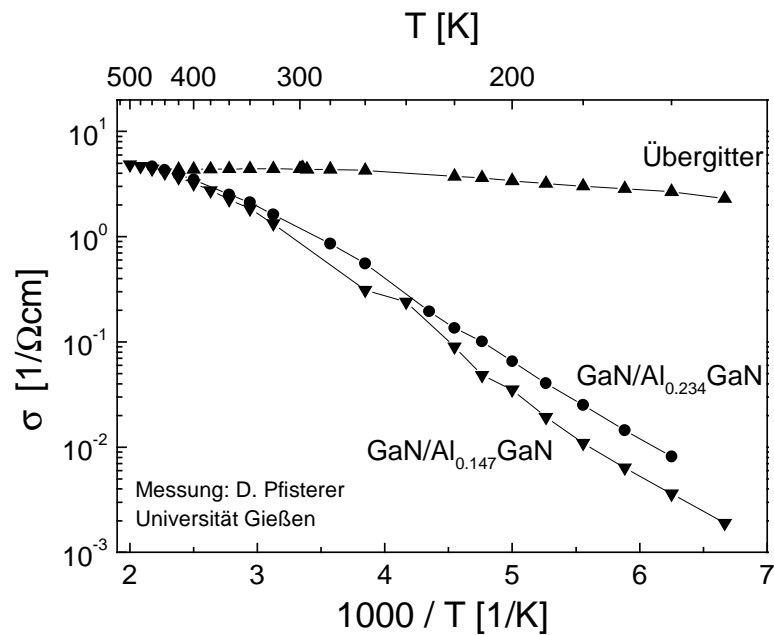


Abbildung 7.18: Spezifische Leitfähigkeit eines p-GaN/AlGaN-Übergitters und zweier Heterostrukturen über der reziproken Temperatur.

Der spezifische Widerstand des Übergitters von $0,23\ \Omega\text{cm}$ bei Raumtemperatur bedeutet eine Reduktion um einen Faktor vier bis fünf gegenüber den Werten für GaN:Mg-Volumenmaterial. In den wenigen Untersuchungen zu elektrischen Eigenschaften von Mg-dotierten GaN/AlGaN-Übergittern (siehe [Goe00, Koz99a, Koz99b, Sax99]) liegt der Rekordwert mit $0,2\ \Omega\text{cm}$ nur minimal unter dem von uns erzielten.

Um die Aktivierungsenergie zu bestimmen, ist in Abbildung 7.19 die Löcherkonzentration als Funktion der reziproken Temperatur dargestellt. Eine lineare Anpassung an die Daten des Übergitters liefert den Wert 12 meV , für die GaN:Mg-Vergleichsprobe erhält man den schon bekannten Wert 190 meV . Das

Minimum der Löcherkonzentration bei etwa 130 K wird von mehreren Gruppen gefunden und üblicherweise mit der Übernahme der Störbandleitung [Göt96a, Koz00] als dominierender Prozess erklärt. Dass die Messdaten bei der Übergitterprobe etwas streuen, ist nicht weiter verwunderlich. Wie schon in Kapitel 6.2 ausgeführt, hängt die Messgenauigkeit in der Hallmessung direkt mit der Ladungsträgerbeweglichkeit zusammen. Hier lag diese bei $8 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$, wobei eine Temperaturabhängigkeit nicht festgestellt werden konnte. Zudem führen hohe Trägerdichten zu kleinen Hallspannungen, hier liegen sie mit $2\text{-}4 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ fast eine Größenordnung über den Werten von GaN:Mg.

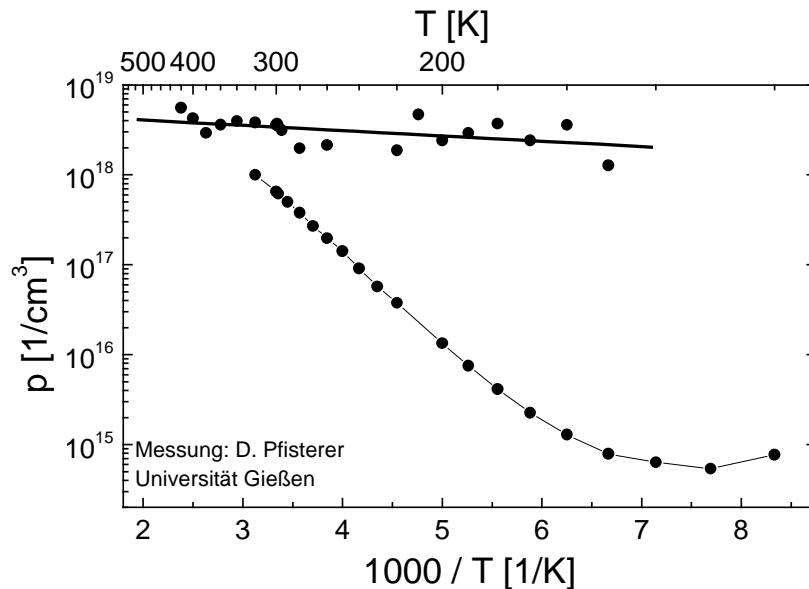


Abbildung 7.19: Löcherkonzentration über reziproker Temperatur für ein p-GaN/AlGaIn-Übergitter und eine GaN:Mg-Volumenprobe.

Die elektrischen Messungen an GaN/AlGaIn:Mg-Übergitterstrukturen zeigen also folgendes Ergebnis: In den verspannten AlGaIn-Schichten wirken starke elektrische Felder, die den Valenzbandverlauf derart modifizieren (Abbildung 7.20), dass außerordentlich hohe Löcherkonzentrationen entstehen. Bei einem Al-Gehalt von 30 % wurden bei Raumtemperatur Werte von $p = 3,6 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ erreicht. Diese liegen fast eine Größenordnung über den Löcherdichten für Volumen-GaN:Mg.

Die Löcherdichte ist annähernd unabhängig von der Temperatur. Dies bedeutet, dass sich die an den GaN/AlGaN-Heterogrenzflächen ausgebildeten Potentialtöpfe sehr nahe dem Fermi-niveau befinden und so für eine effizientere Ionisierung der Akzeptoren sorgen. Während in Volumen-GaN:Mg nur etwa 1 % der Akzeptoren ionisiert sind, sind es in der Übergitterstruktur etwa 6%. Der Effekt der Reduktion der Aktivierungsenergie bei Einfach-Heterostrukturen (Kapitel 7.4.1) vervielfacht sich also in Übergittern. Abbildung 7.20 zeigt den Verlauf des Valenzbandes einer solchen Struktur. Die horizontale Linie stellt das Fermi-niveau dar.

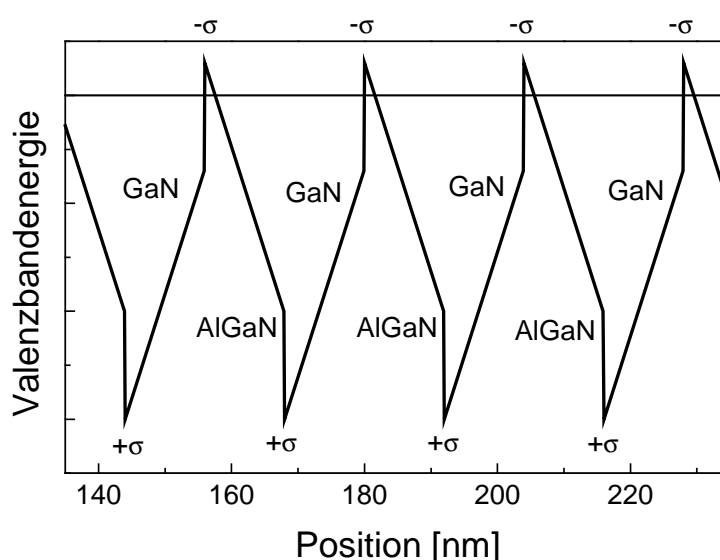


Abbildung 7.20: Verlauf des Valenzbandes eines p-dotierten GaN/AlGaN-Übergitters über dem Ort, wobei $x = 0$ die Oberfläche bezeichnet (schematisch). Die horizontale Linie stellt das Fermi-niveau dar. Die Dicken der einzelnen Schichten betragen 12 nm.

Abbildung 7.20 verdeutlicht, an welchen Grenzflächen eine Akkumulation von Löchern zu erwarten ist. Die piezoelektrische und spontane Polarisierung sorgt, wie auch in Abbildung 7.1 dargestellt, dafür, dass die Bänder „verkippt“ sind. Die dadurch induzierten, abwechselnd negativen und positiven Flächenladungen, führen zu Gebieten höherer bzw. niedriger Löcherdichte. Wie gezeigt, kann jedoch die integrale Löcherdichte durch Ausnutzen der Polarisationsfelder enorm gesteigert werden.

Die vorgestellten Übergitterstrukturen könnten in elektronischen Bauelementen Anwendung finden, bei denen man sich die besonderen Eigenschaften des GaN wie hohe Durchbruchfeldstärke oder hohe thermische Stabilität zu Nutze machen will. In HBTs sollte die *laterale* Leitfähigkeit der p-Basis möglichst groß sein, um eine gute Stromspreizung zu ermöglichen [Shu99]. Eine weitere Steigerung der lateralen Leitfähigkeit von GaN/AlGaN:Mg-Übergittern könnte über eine Vergrößerung der Beweglichkeit geschehen. Hierzu müsste die Modulationsdotierung optimiert werden, deren Ziel bekanntlich die räumliche Trennung von Ladungsträger und Dotand ist. Bislang haben GaN-HBTs aber wegen des hohen *vertikalen* Widerstandes in der Basis relativ schlechte Eigenschaften [Ren98]. Die noch zu untersuchende Frage ist hier, ob Übergitter diesen reduzieren können.

Aber auch in Laserdioden könnten solche Übergitterstrukturen sinnvoll eingesetzt werden. Momentan stellen die hohen Verlustspannungen insbesondere am p-Kontakt der Laser ein großes Problem dar. Diese Kontaktwiderstände könnte man reduzieren, wenn die hohen gemittelten Ladungsträgerdichten, die in diesem Abschnitt präsentiert wurden, auch nahe der Halbleiteroberfläche vorlägen. Dies ist noch zu klären. Die Untersuchung von Zhou et al. [Zho00] deutet darauf hin – sie fanden um mindestens eine Größenordnung reduzierte Kontaktwiderstände bei der Verwendung von Übergittern statt Volumenmaterial. Es gibt mehrere Möglichkeiten, ein p-GaN/AlGaN-Übergitter im Laser einzusetzen. In der Regel wird in einer typischen Vertikalstruktur unterschieden zwischen der p-Mantelschicht (AlGaN) und der p-Kontaktschicht (GaN). Eine Möglichkeit ist nun, die Kontaktschicht als Übergitter auszuführen. Ebenso interessant wäre, Mantel- und Kontaktschicht zusammenzufassen und durch ein Übergitter zu ersetzen. Mit diesen Überlegungen sind wichtige Fragen verknüpft: Wie hoch ist der vertikale Widerstand eines solchen Übergitters? Und: Treten Risse eher bei einer AlGaN Volumenschicht oder bei einem äquivalenten Übergitter auf? In diesem Bereich wird sicherlich noch eine große Zahl von Untersuchungen notwendig sein, um Klarheit zu schaffen.

Würden Übergitter in Laserstrukturen eingesetzt, so hätte das in jedem Falle einen großen Vorteil. Durch die Temperaturunabhängigkeit der Löcherkonzentration könnten Laserexperimente bei tiefen Temperaturen unternommen werden. Solche Versuche scheitern bei der Verwendung von Volumen-GaN:Mg an dem Ausfrieren der Löcher. Die Temperatur könnte derart reduziert werden, dass der Ladungsträgereinschluss in der aktiven Zone in jedem Falle groß genug für Lasertätigkeit ist.

Kapitel 8

Untersuchungen an Laserstrukturen

Eine der treibenden Kräfte für die enormen Forschungsaktivitäten auf dem Gebiet der Gruppe-III-Nitride ist die Möglichkeit, violett emittierende Laserdioden herzustellen. Solche Bauteile werden mit hoher Wahrscheinlichkeit in der nächsten Generation der DVD (Digital Versatile Disc) zum Einsatz kommen. Sie erlauben es, die Speicherdichte des Mediums gegenüber den bislang verwendeten AlGaInP-Dioden um etwa einen Faktor 3 zu steigern. Außerdem könnten sie in Laserdruckern oder für die Unterwasser-Datenkommunikation [Nak99a] eingesetzt werden. Das Potential der Nitride in der Optoelektronik ist aber noch viel größer. Die Bandlücke des Materialsystems AlGaInN ist direkt und beträgt 1,9-6,2 eV. Sie umfasst damit auch den kompletten sichtbaren Bereich des Spektrums. Die Materialeigenschaften erlauben es also blau oder grün emittierende Laserdioden herzustellen. Zusammen mit den schon verfügbaren roten Hochleistungslasern [Wag01] könnte dann das sogenannte Laser-TV realisiert werden.

Momentan konzentriert sich das Interesse der meisten Forschergruppen aber auf eine Emissionswellenlänge von etwa 410 nm. Einigen meist industriellen Teams ist es bereits gelungen, solche Laser im Dauerstrichbetrieb zu demonstrieren [z.B. Kne99, Kur99a, Nak99b]. Die Daten dieser Bauteile sind jedoch meist unbefriedigend. Die Schwellströme betragen oft > 100 mA bei Spannungen von 10 V und mehr. Dies resultiert notwendigerweise in kurzen Lebensdauern. Trotz der jüngsten Erfolge in der Epitaxie von Laserstrukturen von vor allem japanischen und US-amerikanischen Gruppen, ist noch sehr viel Forschungsarbeit zu leisten, um die angesprochenen Probleme zu überwinden. Die hohen Leckströme in GaN-Dioden hängen eng mit der

großen Defektdichte des Materials zusammen, die wiederum an der Grenzfläche GaN/Fremdsubstrat induziert wird. Ansatzpunkte zur Defektreduktion sind die Verwendung von ELOG-Substraten (Epitaxial Lateral Overgrowth) [Usu99] oder von momentan allerdings kaum verfügbarem GaN-Volumenmaterial [Por99]. Die Herstellung von ELOG-Substraten erfordert einen weiteren aufwendigen Prozessschritt. Hier wird die Zukunft zeigen, welches Konzept sich durchsetzt. Der in dieser Arbeit verfolgte Weg, die Verwendung von SiC-Substrat, hat gerade in der relativ einfachen Prozessierung seine Stärke. Da SiC elektrisch leitend ist, kann der n-Kontakt des Bauteils auf der Rückseite des Substrats angebracht werden. Ein aufwendiger Trockenätzschritt, wie bei der Verwendung von Saphir, entfällt. Außerdem ist das Spalten von Laserfacetten bei auf SiC-Substrat abgeschiedenen Bauteilen im Gegensatz zum Saphir möglich [Hof00].

Zur Reduktion der hohen auftretenden Spannungen an GaN-Laserdioden gibt es im wesentlichen zwei Ansätze. Zum einen ist es die Erhöhung der Ladungsträgerdichte der p-seitigen GaN bzw. AlGaN Wellenleiter- und Mantelschichten. Hier wurde in Kapitel 6 gezeigt, welche Mg-Dotierkonzentration zur optimalen Leitfähigkeit dieser Schichten führt. Zum anderen ist es die Reduktion des p-Kontaktwiderstandes. Elektrische Untersuchungen an Laserstrukturen [Kuh00] haben gezeigt, dass sich der p-Kontakt für einen wesentlichen Teil (mindestens 50 %) des Spannungsabfalls verantwortlich zeichnet. Offenbar ist dies ein generelles Problem, wie der Vergleich mit Literaturdaten in Kapitel 8.3 zeigt. Viele Forschergruppen untersuchen derzeit die Metallisierung von p-GaN und erreichen teilweise sehr niedrige Kontaktwiderstände um $10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ [Zho00, Lee01]. Die Experimente erfolgen meist an p-GaN-Einzelschichten unter Verwendung der TLM-Methode (Transmission Line Method). Diese guten Werte stehen aber im Widerspruch zu den hohen Spannungsabfällen in Laserdioden. Es ist also momentan noch schwierig, die Ergebnisse von reinen Kontaktuntersuchungen auf den Bauteilprozess zu übertragen. In dieser Arbeit wurden daher Variationen des Epitaxieprozesses nicht nur an Einzelschichten sondern an Diodenstrukturen vorgenommen und diese durch Aufnahme von Strom-Spannungs-Kennlinien charakterisiert (Kapitel 8.3).

Eine weitere Herausforderung an die Epitaxie von AlGaIn/GaN-Heterostrukturen ist das Auftreten von Rissen. Durch den relativ großen Unterschied in den Gitterkonstanten von AlN und GaN von 2,4 % kommt es bei der Abscheidung von AlGaIn auf GaN zu einer tensilen Verspannung, die sich in der Ausbildung von makroskopischen Rissen entladen kann. Daher ist die Epitaxie der p-Mantelschicht (AlGaIn:Mg) genau zu

untersuchen. Es ist offensichtlich, dass ab einer gewissen Dicke der Schichten ebenso wie für große Differenzen der Gitterkonstanten die Gefahr der Rissbildung steigt. Aus Gründen der Wellenführung und des Ladungsträgereinschlusses sind jedoch möglichst hohe Al-Gehalte und Schichtdicken der Mantelschicht gefordert. Hier muss also ein Kompromiss gefunden werden, der beiden Seiten gerecht wird (Kapitel 8.1).

Eine Ausnahme bezüglich der angesprochenen Probleme stellen sicherlich die Laserdioden der japanischen Firma Nichia Chemicals dar, die seit kurzem kommerziell erhältlich sind. Bevor die GaN-basierte Laserdiode aber tatsächlich in DVD-Spielern eingesetzt werden kann, muss ihr Preis (momentan 2000 \$) mit den entsprechenden Dioden auf Phosphid-Basis vergleichbar sein.

Das Ziel dieses Kapitels war das Verständnis der bei der GaN-Laserepitaxie auftretenden Mechanismen zu gewinnen. Es wird die Epitaxie (Kapitel 8.1) und optische Charakterisierung (Kapitel 8.2) von SCH-Laserstrukturen (Separate Confinement Heterostructure) diskutiert. Darüber hinaus wurden Experimente zur Rissbildung im AlGa_N durchgeführt. Es zeigte sich, dass die Epitaxie der zuletzt abgeschiedenen Schicht, der p-Kontaktschicht, einen entscheidenden Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften des Gesamtbauteils hat (Kapitel 8.3). Schließlich werden die Ergebnisse dieses Kapitels bewertet und zukünftige Experimente diskutiert.

8.1 Epitaxie der Vertikalstruktur

Moderne Halbleiterlaser besitzen in aller Regel eine sogenannte SCH-Struktur. Der obere Teil von Abbildung 8.1 zeigt den typischen Aufbau der in dieser Arbeit häufig verwendeten Struktur.

Die (nicht dargestellte) aktive Zone besteht aus einem oder mehreren 2 bis 3 nm dicken InGa_N-Quantenfilmen, die durch Ga_N-Barrieren separiert sind. Die aktive Schicht wird durch eine etwa 20 nm dicke AlGa_N-Elektronenbarriere abgeschlossen. Eingebettet wird die aktive Zone von Wellenleiterschichten aus Ga_N und Mantelschichten aus AlGa_N. Diese erfüllen eine Doppelfunktion: Durch die von InGa_N über Ga_N nach AlGa_N ansteigende Bandlücke sollen die Ladungsträger effizient in der aktiven Zone eingeschlossen werden. Die zweite Aufgabe dieser Vertikalstruktur ist, die elektromagnetische Welle in horizontaler Richtung zu führen. Die AlGa_N-Mantelschicht besitzt einen kleineren Brechungsindex als die Ga_N-Wellenleiterschicht.

Durch den Brechungsindexsprung an der Grenzfläche beider Materialien wird es möglich, den größten Teil der Intensität des Lichts in der GaN-Schicht zu konzentrieren.

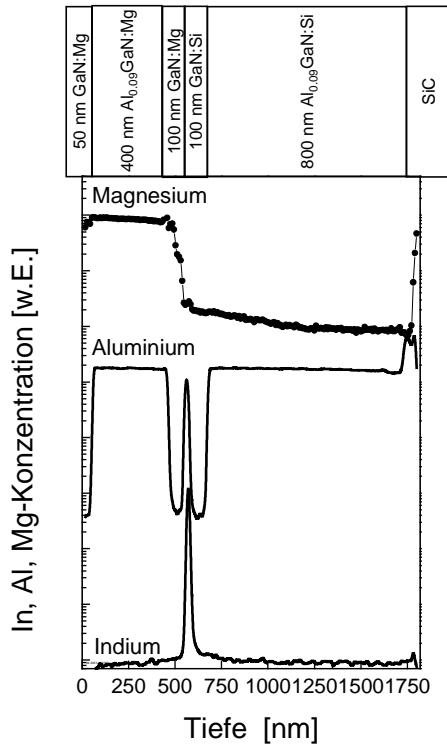


Abbildung 8.1: Oben ist eine typische Laserstruktur schematisch dargestellt. Der Übersicht halber ist die zwischen den GaN-Wellenleiterschichten eingeschlossene aktive Zone nicht dargestellt. Das untere Teilbild zeigt tiefenaufgelöst die mit der SIMS bestimmten Konzentrationen von Magnesium, Indium und Aluminium.

Das untere Teilbild zeigt tiefenaufgelöst die Konzentration von Magnesium, Indium und Aluminium. Die p-Dotierung erfolgte mit Magnesium, wobei die Dotierstoffkonzentration nach den Erkenntnissen von Kapitel 6 auf etwa $8 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ eingestellt wurde. Der Dotierfluss wurde unmittelbar nach Abscheidung der aktiven Zone in den Reaktor eingeleitet. Wegen der nicht zu vermeidenden Dotierverzögerung im Zusammenhang mit Mg ist dies notwendig. Andererseits ist eine Diffusion des Mg in die aktive Zone nicht zu befürchten (siehe Kapitel 6.8). Für die n-Dotierung wurde Si verwendet (nicht dargestellt), wobei eine Konzentration gewählt wurde, die zu einer Ladungsträgerdichte von $n = 2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ führt. Im Gegensatz zu Laserdioden auf AlGaInP-Basis muss der Wellenleiter bei nitridischen Dioden wegen der kleinen Diffusionslänge der Ladungsträger dotiert werden. Dadurch eventuell verursachte optische Verluste müssen in Kauf genommen werden.

Für das Design der Vertikalstruktur müssen neben dem Al-Gehalt auch die Dicken der einzelnen Schichten sorgfältig bestimmt werden. Aus Gründen der Dotierbarkeit wurde ein Al-Gehalt von 9 % gewählt. Welche Schichtdicken sind aber realisierbar, ohne dass es zur Ausbildung von Rissen kommt? In der Abbildung 8.2 ist die Anzahl der Risse als Funktion der Dicke der Mantelschichten aufgetragen.

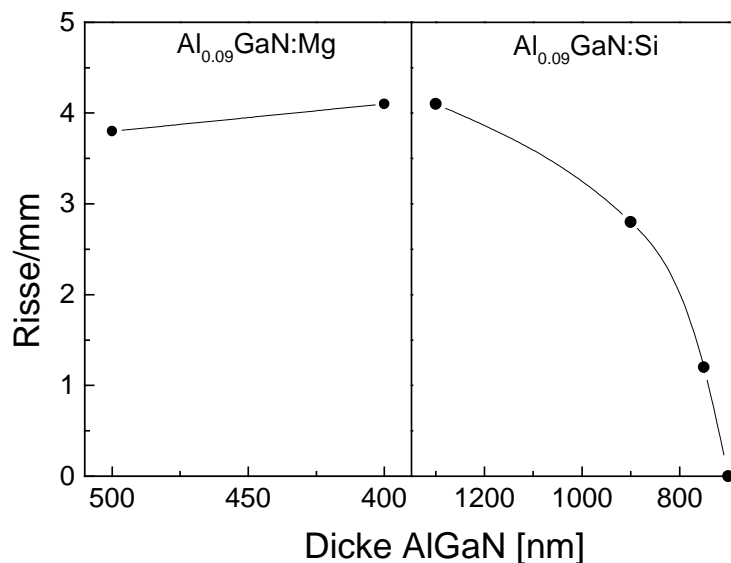


Abbildung 8.2: Anzahl der Risse als Funktion der Schichtdicke von p- und n-Mantelschicht. Die Risse wurden mit Hilfe des optischen Mikroskops ausgezählt. Bei Variation der p-Mantelschicht betrug die Dicke der n-Mantelschicht 1300 nm, umgekehrt waren es 400 nm.

Um ein quantitatives Maß für die Häufigkeit der Risse zu erhalten, wurden die Proben im optischen Mikroskop mit der Methode des differentiellen Interferenzkontrastes betrachtet. Entlang einer Geraden detektiert man dabei eine gewisse Zahl von Rissen. Diese Messung wurde für verschiedene Kristallorientierungen vorgenommen und gemittelt. Man betrachtet dabei die Risse der oberen, also p-dotierten Mantelschicht¹. Überraschenderweise hat aber die Dicke der n-Mantelschicht einen entscheidenden Einfluss auf deren Rissbildung. Die Epitaxie rissfreier Laserstrukturen wurde möglich, wenn Dicken der Mantelschichten von 400 bzw. 700 nm gewählt wurden. Weist eine

¹ Die relative dünne GaN:Mg-Kontaktschicht ist nicht in der Lage, bestehende Risse zu schließen.

Laserstruktur Risse auf, können diese als Mikroresonatoren wirken und machen sich in optischen Anregungsexperimenten bemerkbar [Hep,Hof00].

8.2 Optische Eigenschaften

In diesem Abschnitt werden die zwei wichtigsten Methoden der optischen Charakterisierung beschrieben. Es handelt sich um die Messung der optischen Verstärkung des aktiven Materials und um die Elektrolumineszenz.

8.2.1 Optische Verstärkung

Eine notwendige Bedingung, damit eine Halbleiterlaserstruktur stimulierte Emission zeigen kann, ist, dass die aktive Zone eine positive optische Verstärkung besitzt. Der Absolutwert des optischen Gewinns als Funktion der Anregungsleistungsdichte ist ein Maß für die Materialqualität. Die Position des Maximums des optischen Gewinns gibt außerdem ein Maß für die Energielücke des aktiven Materials.

In Abbildung 8.3 sind die Spektren der optischen Verstärkung einer Laserstruktur dargestellt. Der In-Gehalt der aktiven Zone betrug 17 %, die Dicke InGaN-Quantenfilme war 3 nm.

Wegen der starken Polarisationsfelder in nitridischen Heterostrukturen ist die Energielücke der aktiven Zone nur durch Hochanregungsmessungen zugänglich. In der Photolumineszenz wies die gezeigte Struktur beispielsweise ein deutlich kleineres Emissionsmaximum von 2,8 eV auf. Die Dicke der Quantenfilme hat dabei extremen Einfluss auf die Emissionsenergie. Geht man von einer elektrischen Feldstärke von 1 MeV/cm aus, zeigt der (räumlich indirekte) Übergang eines 3 nm dicken Quantenfilms eine Rotverschiebung von etwa 300 meV (!). Unklar ist hierbei bislang, wie groß der Einfluß der Lokalisierung der Ladungsträger ist, die insbesondere bei In-reichen Strukturen aufgrund der Kompositionsinhomogenitäten eine Rolle spielt [Pon01].

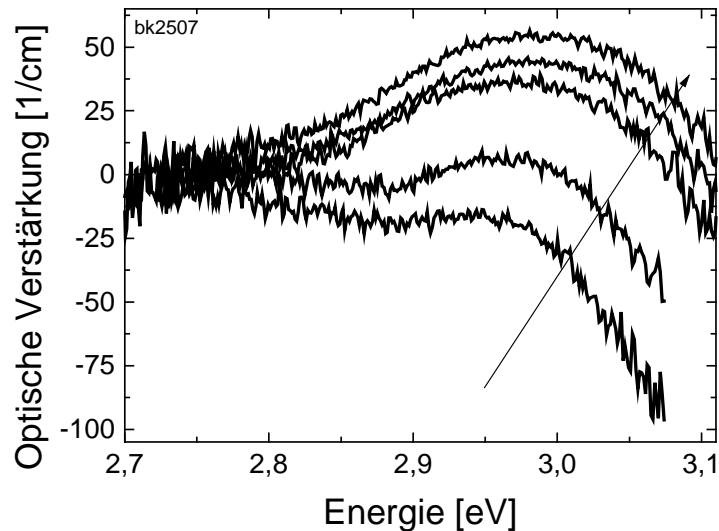


Abbildung 8.3: Optische Verstärkung einer Laserstruktur bei Raumtemperatur. Der In-Gehalt betrug 17 %. Der Pfeil deutet zunehmende Anregungsleistungsdichte an (Messung: S. Heppel, Technische Universität Braunschweig).

Durch die generierten Ladungsträgerdichten in Hochanregungsmessungen sind die internen elektrischen Felder weitestgehend abgeschirmt und so ist eine Ermittlung der Energielücke des aktiven Materials möglich. Die gezeigte Struktur weist ab einer Anregungsleistungsdichte von etwa 190 kW/cm^2 eine positive optische Verstärkung auf. Quantenfilme mit geringeren In-Gehalten von etwa 10 % zeigten einen optischen Gewinn etwa $100/\text{cm}$ bei 140 kW/cm^2 [Off01]. Ausführlichere Diskussionen zu Spektren des optischen Gewinns von GaN-Laserstrukturen finden sich in den Arbeiten von Heppel [Hep01,Hep].

8.2.2 Elektrolumineszenz

Während die Bestimmung der optischen Verstärkung der Materialcharakterisierung von unstrukturierten Proben diene, kann mit der Aufnahme der Elektrolumineszenz (EL) eine als Laser prozessierte Struktur charakterisiert werden. Dabei wird der Diode in Vorwärtsrichtung ein Gleichstrom eingepreßt, wobei typische Werte 50 mA bzw.

2,5 kA/cm² waren. Dies führte zu einem Spannungsabfall von etwa 10 V. Das durch spontane Rekombination entstandene Lumineszenzlicht wird spektral zerlegt und detektiert. Für die Elektrolumineszenzmessungen wurden der selbe Aufbau wie für die Photolumineszenz verwendet. Die untersuchten Strukturen wurden als Oxidstreifen- oder Ridgelaaser prozessiert. Es wurden verschiedene Breiten zwischen 2 und 8 µm realisiert. Die Länge der Bauteile wurde durch Spalten definiert und betrug etwa 600 µm. Bei einigen Proben wurden die Laserfacetten verspiegelt (Fa. Tafelmeier). Weitere Details zur Prozessierung finden sich bei Dumitru [Dum]. Abbildung 8.4 zeigt ein typisches Spektrum.

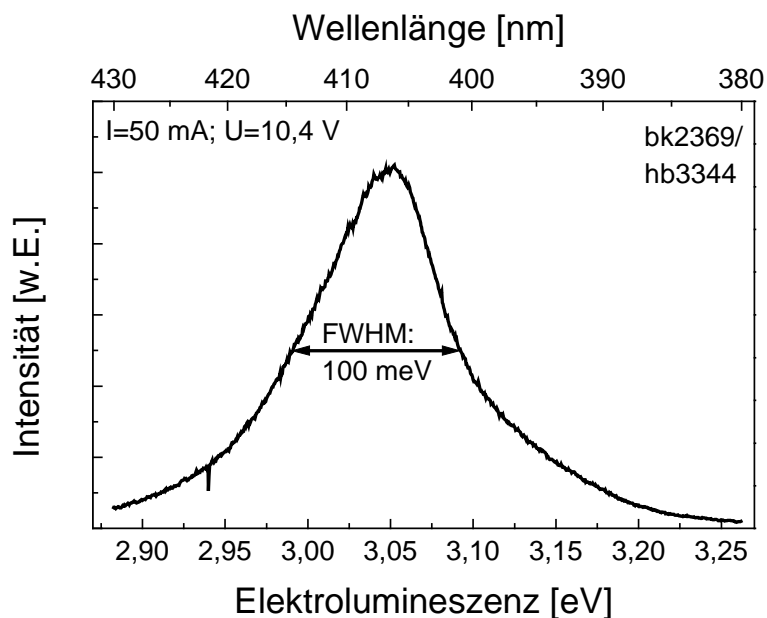


Abbildung 8.4: Elektrolumineszenzspektrum einer prozessierten Laserstruktur.

Aus der Elektrolumineszenz können eine Reihe von Informationen gewonnen werden. Zunächst einmal erkennt man, ob die Rekombination überhaupt in der aktiven Zone stattfindet. Stimmt die Lage des pn-Übergangs nicht mit den Quantenfilmen überein, könnte das Spektrum Beiträge von der Rekombination über die GaN-Bandkante oder über Mg-korrelierte Zustände enthalten. Beides war hier nicht der Fall. Die Lage der Elektrolumineszenz ist abhängig vom In-Gehalt und wegen der internen elektrischen Felder auch von der Dicke der aktiven Zone [Han99]. Im Gegensatz zur Methode der

optischen Verstärkung sind die erzeugten Ladungsträgerdichten in der Elektrolumineszenz klein, so dass die elektrischen Felder nicht abgeschirmt sind und das Emissionsmaximum bei kleineren Energien liegt. Die Halbwertsbreite und die Intensität der EL sind Maßzahlen, die die Materialqualität der aktiven Zone widerspiegeln. Durch Vergleich mit Literaturwerten ist bekannt [Soe98], dass eine Halbwertsbreite von etwa 100 meV bzw. 13 nm Lasertätigkeit ermöglichen sollte. Eine Beurteilung der Elektrolumineszenzintensität ist sicherlich schwierig. Durch die Kooperation mit anderen Wissenschaftlern [Här00] ist jedoch die Vermutung entstanden, dass gerade bezüglich der Elektrolumineszenzintensität der im Hause hergestellten Proben noch Verbesserungschancen bestehen.

8.3 Elektrische Eigenschaften

Wie schon eingangs erwähnt, sind die Betriebsspannungen von GaN-Laserdioden relativ hoch. Um zu klären, an welcher Stelle der Vertikalstruktur die Spannungsverluste entstehen, wurden eine Vielzahl von Untersuchungen unternommen [Züg00, Kuh00]. Es ergaben sich folgende Erkenntnisse: Die Heterogrenzfläche AlGaIn/SiC verursacht einen gewissen Spannungsabfall (vgl. Kapitel 4.2), der jedoch, wenn mit moderaten Al-Gehalten (< 30 %) gearbeitet wird, wenig zur Gesamtspannung beiträgt. Dies fanden auch Moran et al. [Mor00]. Die n-dotierten Schichten haben wegen ihrer guten Dotierbarkeit ebenfalls kaum einen Einfluss auf den Spannungsabfall.

Zur Untersuchung des Einflusses der Mg-Konzentration wurde eine Serie von Homodioden hergestellt und durch Aufnahme von Stromdichte-Spannungs-Kennlinien charakterisiert (Abbildung 8.5). Die Proben wurden mit durch eine Schattenmaske definierte Streifenkontakten versehen. Die SiC-Rückseite wurde mit 100 nm Ni kontaktiert, welches bei 900°C für eine Minute einlegiert wurde [Har95].

In Analogie zu Kapitel 6 ergab sich, dass eine Mg-Konzentration von etwa $7 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ (110 sccm) zu den besten elektrischen Daten führt. Dies ist per se nicht klar, da die experimentelle Situation hier etwas anders ist. Die Untersuchungen der p- oder n-Dotierung mittels Hallmessung wurden auf Saphir-Substrat durchgeführt. Wie schon erwähnt, ist die Materialqualität auf SiC-Substrat jedoch nicht ganz identisch. Für den Betrieb von Laserdioden ist ein guter Stromfluss in vertikaler Richtung notwendig, bei

der Hallmessung wird aber die horizontale Leitfähigkeit bestimmt. Aus diesen beiden Gründen ist die Variation von Epitaxieparametern an Teststrukturen, die eng mit dem endgültigen Bauteil verwandt sind, sehr sinnvoll.

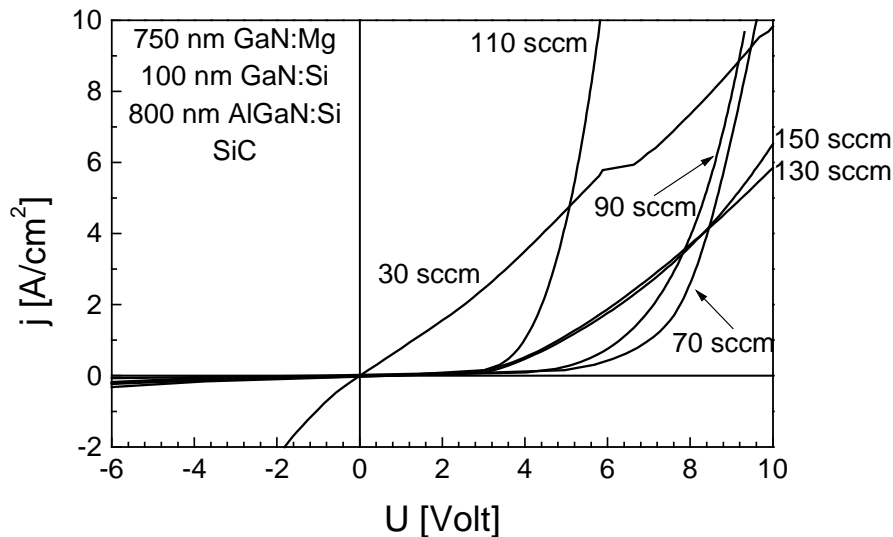


Abbildung 8.5: Einfluss der Mg-Dotierkonzentration auf die Stromdichte-Spannung-Kennlinien von GaN-Homodioden. Der beste Dotierfluss von 110 sccm führte zu einer Mg-Konzentration von $7,4 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$. In der Probe mit 30 sccm existiert kein p/n-Übergang.

Ganz offensichtlich hat die Mg-Konzentration in GaN-Dioden einen ganz erheblichen Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften. Es kann aber aufgrund dieser Untersuchung nicht entschieden werden, ob der Spannungsabfall eine Volumeneigenschaft der GaN:Mg-Schicht ist oder eine Eigenschaft des Übergangs zum Ni/Au-Kontakt. Wie jedoch in weiteren Arbeiten [Züg00,Kuh00] gezeigt wurde, fällt ein Großteil der Spannung am p-Metall/Halbleiterübergang ab. Durch Abbildung 8.5 wird letztlich verdeutlicht, dass die Ladungsträgerdichte im Halbleiter einen entscheidenden Einfluss auf den Kontaktwiderstand hat. Zur Reduktion der p-Kontaktwiderstände in GaN können verschiedene Wege gegangen werden. Zum einen ist es Aufgabe der Prozesstechnologie, sinnvolle Methoden zur Präparation der Halbleiteroberfläche, geeignete Metallabfolgen sowie Legier- und Aktivierungsprozesse zu finden. Aber auch die

Epitaxieparameter der abschließenden Halbleiterschicht haben sicherlich großen Einfluss auf den Kontaktwiderstand.

In Abbildung 8.6 werden Stromdichte-Spannungs-Kennlinien von im Hause prozessierten GaN-Laserstrukturen mit veröffentlichten Kurven anderer Forschergruppen verglichen. Die Vergleichskurven wurden allesamt an im Dauerstrich betriebenen Laserdioden gewonnen.

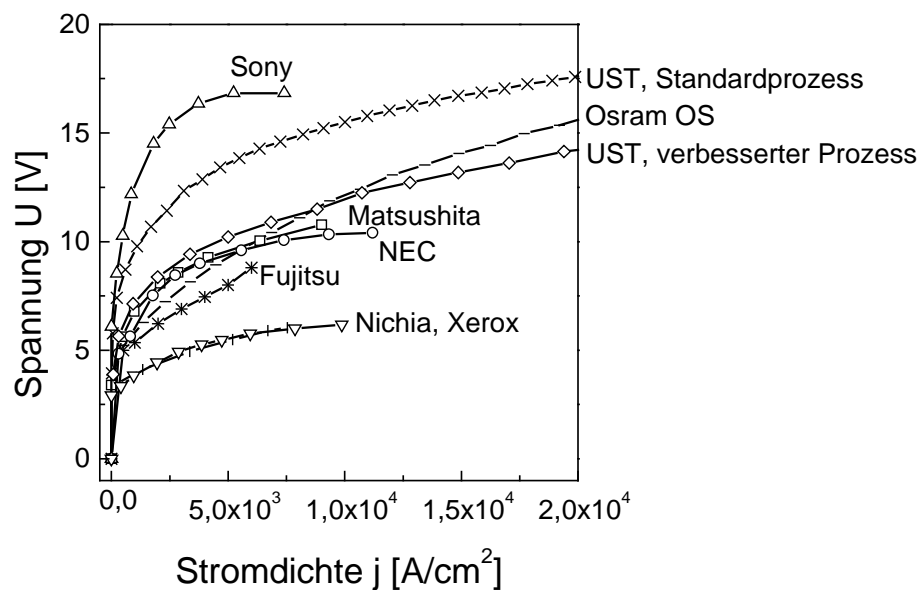


Abbildung 8.6: Stromdichte-Spannungs-Kennlinien von eigenen prozessierten Laserstrukturen (UST) im Vergleich mit veröffentlichten im Dauerstrich arbeitenden Lasern [Soe98, Kur99a, Kur99b, Tsu99, Yan99, Nak99b, Kne99, Bad00]. Durch eine geeignete Variation der Wachstumsbedingungen der Kontaktschicht gelang eine deutliche Reduktion des Spannungsabfalls.

Es zeigt sich, dass die Kennlinien der eigenen Dioden durchaus mit den publizierten Daten vergleichbar sind. Durch eine geeignete Variation der Wachstumsbedingungen der Kontaktschicht gelang eine Reduktion des Spannungsabfalls um 3 V bei 5 kA/cm². Das Verfahren ist zum Patent angemeldet. Herausragend sind die Bauteile von Nichia und Xerox.

8.4 Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick

In diesem Kapitel wurden Untersuchungen an GaN-basierten Laserstrukturen vorgestellt. Obwohl alle Charakterisierungsmethoden wie SIMS, optische Gewinnspektroskopie, Elektrolumineszenz und Strom-Spannungs-Kennlinien zu guten und vielversprechenden Ergebnissen führten, konnte bislang keine elektrisch injizierte Laseremission erzielt werden.

Es gibt im wesentlichen drei Ansatzpunkte, die in zukünftigen Arbeiten verfolgt werden sollten: Zunächst muss geklärt werden, wie die Elektrolumineszenz-Intensität mit der Defektdichte in der GaN-Wellenleiterschicht korreliert. Wie erwähnt, zeigen die im Hause epitaxiierte Proben mit freundlicherweise zur Verfügung gestellten Vergleichsproben [Här00] hier Defizite.

Die nächste Frage ist, ob und durch welche Maßnahmen es gelingt, die Defektdichte zu reduzieren. Ein allgemeiner Trend ist, dass die Materialqualität bei der Epitaxie auf SiC-Substrat bislang geringfügig schlechter ist als auf Saphir. Dennoch ist der Wissensstand zur Epitaxie von GaN auf SiC noch nicht vergleichbar zum System GaN auf Saphir, so dass hier sicherlich Verbesserungspotential besteht. Erste Experimente mit Niedertemperaturnukleationsschichten ähnlich wie bei der Epitaxie auf Saphir-Substraten zeigten allerdings Anzeichen von Rissbildung.

Ein weiterer Ansatzpunkt ist die Materialqualität des InGaN selbst. Es gibt einige Hinweise, dass Si-dotierte Quantenfilme zu guten Ergebnissen führen [Chi98]. Schließlich sollte die Lage des p/n-Übergangs kritisch betrachtet werden. Wie SIMS- und Elektrolumineszenz-Messung zeigen, stimmt seine Position sehr gut mit der aktiven Zone überein. Wegen der kleinen Diffusionslänge der Ladungsträger realisiert man in GaN-Laserstrukturen durch das Dotieren des Wellenleiters sehr kleine Raumladungszonen. Bei AlGaInP-Laserdioden beispielsweise verbleibt der Wellenleiter undotiert. Das heißt aber, dass die Position des p/n-Übergangs in GaN-Dioden relativ empfindlich auf äußere Parameter wie zum Beispiel die Dotierverzögerung des Mg reagiert. Es sind eine Reihe von interessanten Experimenten zum Einfluss der Position des p/n-Übergangs auf die optischen Eigenschaften von Laserstrukturen denkbar. Es könnte z.B. der Zeitpunkt des Zuschaltens des Mg leicht variiert werden oder mit einer Modulationsdotierung gearbeitet werden.

Es bleibt festzuhalten, dass die bislang erzielten Ergebnisse die gute Qualität der im Hause hergestellten Laserstrukturen demonstrieren und dass nur wohl nur geringfügige Modifikationen des Gesamtprozesses notwendig sind, um Lasertätigkeit zu erzielen.

Literaturverzeichnis

- [Ahn01] K.S. Ahn, D.J. Kim, Y.T. Moon, H.G. Kim, S.J. Park
Journal of Vacuum Science and Technology B **19** (2001) 215
- [Aka91] I. Akasaki, H. Amano, M. Lito, K. Hiramatsu
Journal of Luminescence **48/49** (1991) 666
- [Aka95] I. Akasaki, H. Amano, S. Sota, H. Sakai, T. Tanaka, M. Koike
Japanese Journal of Applied Physics Part2 **34** (1995) L3715
- [Ama86] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, Y. Toyoda
Applied Physics Letters **48** (1986) 353
- [Ama88] H. Amano, K. Hiramatsu, I. Akasaki
Japanese Journal of Applied Physics **27** (1988) 1384
- [Ama89] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu
Japanese Journal of Applied Physics **28** (1989) L2112
- [Amb00] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy,
A.J. Sierakowski, W.J. Schaff, L.F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, M. Stutzmann
Journal of Applied Physics **87** (2000) 334
- [Amb99] 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, J. Hilsenbeck
Journal of Applied Physics **85** (1999) 3222
- [An99] H.Y. An, O.H. Cha, J.H. Kim, G.M. Yang, K.Y. Lim, E.K. Suh, H.J. Lee
Journal of Applied Physics **85** (1999) 2888
- [Ans00] B.J. Ansell, L. Harrison, C.T. Foxon, J.J. Harris, T.S. Cheng
Electronics Letters **36** (2000) 1237
- [As97] D.J. As, F. Schmilgus, C. Wang, B. Schottker, D. Schikora, K. Lischka
Applied Physics Letters **70** (1997) 1311
- [Bad00] S. Bader, B. Hahn, H.J. Lugauer, A. Lell, A. Weimar, G. Bruderl, J. Baur, D. Eisert,
M Scheubeck, S. Heppel, A. Hangleiter, V. Härle
physica status solidi (a) **180** (2000) 177
- [Bar49] J. Bardeen, W.H. Brattain
Physical Review **75** (1949) 1208
- [Bec97] R. Beccard, O. Schoen, B. Wachtendorf, D. Schmitz, H. Juergensen, E. Woelk
Journal of Electronic Materials **26** (1997) 10

- [Bha97] R. Bhargava (Herausgeber)
„Properties of Wide Bandgap II-VI Semiconductors“, Inspec, London, 1997
- [Bra96] O. Brandt, H. Yang, H. Kostial, K. H. Ploog
Applied Physics Letters **69** (1996) 2707
- [Bre00] O. Breitschädel, J.T. Hsieh, B. Kuhn, F. Scholz, H. Schweizer
Applied Physics Letters **76** (2000) 1899
- [Bre01a] O. Breitschädel
Dissertation, Universität Stuttgart, 2001
- [Bre01b] O. Breitschädel, L.Kley, H. Gräbeldinger, J.T. Hsieh, B. Kuhn, F. Scholz, H. Schweizer
Material Science & Engineering B **82** (2001) 238
- [Bre99] M.D. Bremser
„Electrical and Transport Properties of AlGaN“ in [Edg99]
- [Bre99a] O. Breitschädel, B. Kuhn, F. Scholz, H. Schweizer
Journal of Electronic Materials **28** (1999) 1420
- [Bre99b] O. Breitschädel, H. Gräbeldinger, B. Kuhn, F. Scholz, W. Walthes, M. Berroth,
I. Daumiller, K.B. Schad, E. Kohn, H. Schweizer
Electronics Letters **35** (1999) 2018
- [Bre99c] O. Breitschädel, B. Kuhn, F. Scholz, H. Schweizer
Compound Semiconductors **166** (1999) 515
- [Bru97] D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Höpler, R. Dimitrov,
O. Ambacher, M. Stutzmann
Journal of Applied Physics **82** (1997) 5090
- [Buc94] E. Bucher
Skriptum der Vorlesung „Halbleiterphysik“, Universität Konstanz, 1994
- [Bur99] A.A Burk Jr., M.J. O'Loughlin, R.R. Siergiej, A.K. Agarwal, S. Sriram, R. C. Clarke,
M.F. MacMillan, V. Balakrishna, C.D. Brandt
Solid-State Electronics **43** (1999) 1459
- [Cha99] Y.L. Chang, M. Ludowise, D. Lefforge, B. Perez
Applied Physics Letters **74** (1999) 688
- [Che96] Q. Chen, M. Asif Khan, J.W. Yang, C.J. Sun, M.S. Shur, H. Park
Applied Physics Letters **69** (1996) 651
- [Chi94] V.W. Chin, T.L. Tansley, T. Osotchan
Journal of Applied Physics **75** (1994) 7365
- [Chi98] S. Chichibu, D.A. Cohen, M.P. Mack, A.C. Abare, P. Kozodoy, M. Minsky, S. Fleischer,
S. Keller, J.E. Bowers, U.K. Mishra, L.A. Coldren, D.R. Clarke, S.P. DenBaars
Applied Physics Letters **72** (1998) 3329
- [Cho99] S.C. Choi, J.H. Kim, J.Y. Choi, G.M. Yang
physica status solidi (a) **176** (1999) 263
- [Clu98] M.D. McCluskey, N.M. Johnson, C.G. Van de Walle, D.P Bour, M. Kneissl,
W. Walukiewicz
Physical Review B **80** (1998) 4008
- [Dam99] B. Damilano, N. Grandjean, S. Dalmaso, J. Massies
Applied Physics Letters **75** (1999) 3751

- [Den98] S.P. DenBaars, S. Keller
„Metalorganic Chemical Vapor Deposition of Group III Nitrides“ in [Pan98]
- [Det92] T. Detchprohm, K. Hiramatsu, K. Itoh, I. Akasaki
Japanese Journal of Applied Physics **39** (1992) L1454
- [Die93] R. Dieter
Dissertation, Universität Stuttgart, 1993
- [Dov96] K. Doverspike, A.E. Wickenden, S.C. Binari, D.K. Gaskill, J.A. Freitas
Material Research Society Symposium Proceedings **395** (1996) 425
- [Dov98] K. Doverspike, J.I. Pankove
„Doping in the III-Nitride“ in [Pan98]
- [Dru98] M. Druminski, Siemens AG
Persönliche Mitteilung, 1998
- [Dum] V. Dumitru
Dissertation, Universität Stuttgart, wird veröffentlicht
- [Edg99] J.H. Edgar, S. Strite, I. Akasaki, H. Amano, C. Wetzel (Herausgeber)
„Gallium Nitride and related Semiconductors“, INSPEC, London, (1999)
- [Eit97] C.J. Eiting, P.A. Grudowski, D.J.H. Lambert, B.S. Shelton, R.D. Dupuis
Journal of Electrochemical Society **144** (1997) L219
- [Fuj99] S. Fujita, M. Funato, D.C. Park, Y. Ikenaga, S. Fujita
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **4S1** (1999) G6.31
- [Gas98] R. Gaska, J.W. Yang, A. Osinsky, Q. Chen, M.A. Khan, A.O. Orlov, G.L. Snider,
M.S. Shur
Applied Physics Letters **72** (1998) 707
- [Gfr00] O. Gfrörer
Dissertation, Universität Stuttgart, 2000
- [Goe00] I.D. Goepfert, E.F. Schubert, A. Osinsky, P.E. Norris
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **5S1** (2000) W3.85
- [Göt01] W. Götz, F. Ahmed, J. Bhat, L. Cook, N. Gardner, W. Imlera, E. Johnson, M. Misra,
S. Kern, A. Kim, J. Kobayashi, M. Krames, M. Ludowise, P.S. Martin, T. Mihopolus,
A. Munkholm, S. Rudaz, S. Salim, Y.C. Shen, D. Steigerwald, S. Stockman, J. Sun,
J. Wierer, D. Vanderwater, J. Yu
physica status solidi (a) **188** (2001) 15
- [Göt96a] W. Götz, N. M. Johnson, J. Walker, D. P. Bour, R. A. Street
Applied Physics Letters **68** (1996) 667
- [Göt96b] W. Götz, N. M. Johnson, C. Chen, H. Liu, C. Kuo, W. Imler
Applied Physics Letters **68** (1996) 3144
- [Gra96] N. Grandjean, J. Massies, M. Leroux
Applied Physics Letters **69** (1996) 2071
- [Grz98] I. Grzegory, S. Porowski
in [Edg99]
- [Gun97] R.L. Gunshor, A.V. Nurmikko (Herausgeber)
„II-VI Blue/Green Light Emitters: Device Physics and Epitaxial Growth“,
Academic Press, San Diego, 1997

- [Haf97] S. Haffouz, B. Beaumont, M. Leroux, M. Laugt, P. Lorenzini, P. Gibart, L.G.Hubert-Pfalzgraf
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **2** (1997) 37
- [Han00a] M. Hansen, A.C. Abare, P. Kozodoy, T.M. Katona, M.D. Craven, J.S. Speck, U.K. Mishra, L.A. Coldren, S.P. DenBaars
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **5S1** (2000) W1.4
- [Han00b] M. Hansen, P.T. Fini, L. Zhao, A. Abare, L.A. Coldren, J. Speck, S.P. DenBaars
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **5S1** (2000) W1.3
- [Han99] A. Hangleiter, J. S. Im, J. Off, F. Scholz
Physica Status Solidi (b) **216** (1999) 427
- [Här00] V. Härle, Osram Opto Semiconductors
Persönliche Mitteilung, 2000
- [Har95] G.L. Harris (Herausgeber)
„Properties of Silicon Carbide“, Inspec, London, 1995
- [Hen99] M. Henini
III/Vs Review **12** (1999) 28
- [Hep] S. Heppel
Dissertation, Technische Universität Braunschweig, wird veröffentlicht
- [Hep00] S. Heppel, Technische Universität Braunschweig
Persönliche Mitteilung, 2000
- [Hep01] S. Heppel, A. Hangleiter, S. Bader, G. Brüderl, A. Weimar, A. Lell, V. Härle, J. Off, B. Kuhn, F. Scholz
physica status solidi (a) **188** (2001) 59
- [Hey96] B. Heying, X.H. Wu, S. Keller, Y. Li, D.Kaplonek, B.P. Keller, S.P. DenBaars, J.S. Speck
Applied Physics Letters **68** (1996) 643
- [Ho99] J.K. Ho, C.S. Jong, C.C. Chiu, C.N. Huang, K.K. Shih, L.C. Chen, F.R. Chen, J.J. Kai
Journal of Applied Physics **86** (1999) 4491
- [Hof00] R. Hofmann
Dissertation, Universität Stuttgart, 2000
- [Hol01] M. Holcomb, P. Grillot, G. Höfler, M. Krames, S. Stockman
Compound Semiconductors **7** (2001) 59
- [Hsi01] J.T. Hsieh, O. Breitschädel, B. Kuhn, F. Scholz, H. Schweizer, M. Pilkuhn
Wird in *Journal of Applied Physics* veröffentlicht
- [Hsu01] L. Hsu, W. Walukiewicz
Journal of Applied Physics **89** (2001) 1783
- [Hsu99] L. Hsu, W. Walukiewicz
Applied Physics Letters **74** (1999) 2405
- [Ibb00] J.P. Ibbetson, P.T. Fini, K.D. Ness, S.P. DenBaars, J.S. Speck, U.K. Mishra
Applied Physics Letters **77** (2000) 250
- [ICD01] International Center of Diffraction Data, 2001
- [Im00] J.S. Im
Dissertation, Universität Stuttgart, 2000

- [Im97] J.S. Im, A. Moritz, F. Steuber, V. Härle, F. Scholz, A. Hangleiter
Applied Physics Letters **70** (1997) 631
- [Ins01] Inspec-Datenbank, Literaturrechere
- [Inu96] T. Inushima, T. Yaguchi, A. Nagase, T. Shiraishi
Inst. Phys. Conf. Ser. **142** (1996) 971
- [Ito94] A. Itoh, H. Akita, T. Kimoto, H. Matsunami
Inst. Phys. Conf. Ser. **137** (1994) 59
- [Iva97] C.N. Ivanov et al.
Fiz. Tverd. Tela **39** (1997) 93
- [Iwa01] M. Iwaya, S. Terao, T. Sano, S. Takanami, R. Nakamura
Wird in *physica status solidi* (2001) veröffentlicht
- [Kam99] M. Kamp, H. Riechert
„MBE of GaN and related compounds“ in [Edg99]
- [Kas01a] A. Kasic, M. Schubert, B. Kuhn, F. Scholz, S. Einfeld, D. Hommel
Journal of Applied Physics **89** (2001) 3720
- [Kas01b] A. Kasic, M. Schubert, B. Rheinländer, V. Riede, S. Einfeldt, D. Hommel, B. Kuhn,
J. Off, F. Scholz
Material Science & Engineering B **82** (2001) 74
- [Kau00] U. Kaufmann, P. Schlotter, H. Obloh, K. Köhler, M. Maier
Physical Review B **62** (2000) 10867
- [Kau98] U. Kaufmann, M. Kunzer, M. Maier, H. Obloh, A. Ramakrishnan, B. Santic, P. Schlotter
Applied Physics Letters **72** (1998) 1326
- [Kel99] S. Keller, G. Parish, P.T. Fini, S. Heikman, C.H. Chen, N. Zhang, S.P. DenBaars,
U.K. Mishra, Y.F. Wu
Journal of Applied Physics **86** (1999) 5850
- [Kha00] M. A. Khan, J.W. Yang, W. Knap, E. Frayssinet, X. Hu, G. Simin, P. Prystawko,
M. Leszczynski, I. Grzegory, S. Porowski, R. Gaska, M. S. Shur, B. Beaumont,
M. Teisseyre, G. Neu
Applied Physics Letters **76** (2000) 3807
- [Kim00] K.S. Kim, M.G. Cheong, C.H. Hong, G.M. Yang, K.Y. Kim, E.K. Suh, H.J. Lee
Applied Physics Letters **76** (2000) 1149
- [Kim97] K. Kim, W.R.L. Lambrecht, B. Segall, M. van Schilfgaarde
Physical Review B **48** (1997) 7363
- [Kim99] K. S. Kim, C. S. Oh, M. S. Han, C. S. Kim, G. M. Yang
Material Research Society Symposium Proceedings (1999)
- [Kir98] C. Kirchner, Universität Ulm
Persönliche Mitteilung, 1998
- [Kir99] C. Kirchner, Universität Ulm
Persönliche Mitteilung, 1999
- [Kis96] C. Kisielowski, J. Krüger, S. Ruvimov, T. Suski, J. W. Ager III, E. Jones,
Z. Liliental-Weber, M. Rubin, E.R. Weber, M.D. Bremser, R.F. Davis
Physical Review B **54** (1996) 17745

- [Kit89] C. Kittel
„Einführung in die Festkörperphysik“,
8. erw. Aufl., R. Oldenburg Verlag, München, Wien, 1989
- [Kle01] L. Kley
Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2001
- [Kli80] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper
Physical Review Letters **45** (1980) 494
- [Kli95] C.F. Klingshirn
„Semiconductor Optics“, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1995
- [Kne01] M. Kneissl, W.S. Wong, D.W. Treat, M. Teepe, N. Miyashita, N.M. Johnson
physica status solidi (a) **188** (2001) 23
- [Kne99] M. Kneissl, D.P. Bour, C.G. Van de Walle, L.T. Romano, J.E. Northrup, R.M. Wood,
M.Teepe, N.M. Johnson
Applied Physics Letters **75** (1999) 581
- [Kni98] A. Kniest
Diplomarbeit, Universität Stuttgart (1998)
- [Kob97] Y. Kobayashi, F. Scholz, N. Kobayashi
Japanese Journal of Applied Physics Part 1 **5A** (1997) 2592
- [Koi00] M. Koike, S. Yamasaki, Y. Tezen, S. Nagai, S. Iwayama, A. Kojima
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **5S1** (2000) W1.1
- [Kok01] Y. Kokubun, J. Nishio, M. Abe, T. Ehara, S. Nakagomi
Journal of Electronic Materials **30** (2001) 23
- [Kor00] R.Y. Korotkov, B.W. Wessels
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **5S1** (2000) W3.80
- [Kor01] R. Y. Korotkov, J. M. Gregie, B. W. Wessels
Applied Physics Letters **78** (1999) 222
- [Kor99a] K. Kornitzer, T. Ebner, M. Grehl, K. Thonke, R. Sauer, C. Kirchner, V. Schwegler,
M. Kamp, M. Leszcynski, I. Grzegory, S. Porowski
physica status solidi (b) **216** (1999) 5
- [Kor99b] K. Kornitzer, T. Ebner, K. Thonke, R. Sauer, C. Kirchner, V. Schwegler, M. Kamp,
S. Porowski
Physical Review B **60** (1999) 1471
- [Koz00] P. Kozodoy, H. Xing, S.P. DenBaars, U.K. Mishr, A. Saxler, R.P. Perrin, S. Elhamri,
W.C. Mitchel
Journal of Applied Physics **87** (2000) 1832
- [Koz98] P. Kozodoy, S. Keller, S.P. DenBaars, U.K. Mishra
Journal of Crystal Growth **195** (1998) 265
- [Koz99a] P. Kozodoy, M. Hansen, S. P. DenBaars, U. K. Mishra
Applied Physics Letters **74** (1999) 3681
- [Koz99b] P. Kozodoy, Y. Smorchkova, M. Hansen, H. Xing, S.P. Den Baars, U.K. Mishra,
A.W. Saxler, R. Perrin, W.C. Mitchel
Applied Physics Letters **75** (1999) 2444
- [Kuh00] B. Kuhn, D. Zügel, F. Scholz
Workshop Booklet EWG Nottingham, 2000

- [Kuh01] B. Kuhn, F. Scholz
physica status solidi (a) **188** (2001) 629
- [Kuh99] B. Kuhn, M. Welsch, M. Kessler, F. Scholz
physica, status solidi (a) **176** (1999) 789
- [Kum00] K. Kumakura, T. Makimoto, N. Kobayashi
Japanese Journal of Applied Physics Part 2 **39** (2000) L337
- [Kun95] P. Kung, A. Saxler, X. Zhang, D. Walker, T. C. Wang, I. Ferguson, M. Razeghi
Applied Physics Letters **66** (1995) 2958
- [Kun98] P. Kung, A. Saxler, D. Walker, A. Rybaltowski, X. Zhang, J. Diaz, M. Razeghi
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **3** (1998) 1
- [Kur99a] A. Kuramata, S. Kubota, R. Soejima, K. Domen, K. Horino, T. Tanahashi
Japanese Journal of Applied Physics Part 2 **38** (1999) L481
- [Kur99b] M. Kuramoto, C. Sasaoka, Y. Hisanaga, A. Kimura, A. A. Yamaguchi, H. Sunakawa, N. Kuroda, M. Nido, A. Usui, M. Mizuta
Japanese Journal of Applied Physics Part 2 **38** (1999) L184
- [Lan92] P.T. Landsberg, O. Engstrom in : T.S. Moss, P.T. Landsberg (Herausgeber)
Handbook on Semiconductors, vol.1, Esvier, Amsterdam, 1992, Ch. 6
- [Lee01] C.M. Lee, C.C. Chou, H.S. Lin, J.I. Chyi
physica status solidi (b) **228** (2001) 77
- [Lee97] I.H. Lee, I.H. Choi, C.R. Lee, S.J. Son, J.Y. Leem, S.K. Noh
Journal of Crystal Growth **182** (1997) 314
- [Les93] M. Leszczynski, J.F. Walker
Applied Physics Letters **62** (1993) 1484
- [Les94] M. Leszczynski, T. Suski, H. Tesseyre, P. Perlin, I. Grzegory, J. Jun, S. Porowski, T.D. Moustakas
Journal of Applied Physics **76** (1994) 4909
- [Les95] S.D. Lester, F.A. Ponce, M.G. Craford, D.A. Steigerwald
Applied Physics Letters **66** (1995) 1249
- [Lim99] P.H. Lim, B. Schineller, O. Schön, K. Heime, M. Heuken
Journal of Crystal Growth **205** (1999) 1
- [Lin00] C.F.Lin, H.C. Cheng, C.C. Chang, G.C. Chi
Journal of Applied Physics **88** (2000) 6515
- [Loo99] D.C. Look, Z. Fang, L. Polenta
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **4S1** (1999) G10.5
- [Mai00] M. Maier, IAF Freiburg
Persönliche Mitteilung, 2000
- [Man00] M.J. Manfra, L.N. Pfeiffer, K.W. West, H.L. Stormer, K.W. Baldwin, J.W.P. Hsu, D.V. Lang, R.J. Molnar
Applied Physics Letters **77** (2000) 2888
- [Man01] M.J. Manfra, L. Pfeiffer, J. Hsu, D. Lang, S. Syed, H. Stormer, R. Molnar
Wird in *physica status solidi* (2001) veröffentlicht
- [Man64] G. Mandel
Physical Review **134** (1964) A1073

- [Mar96] G. Martin, A. Botcharev, A. Rockett, H. Morkoc
Applied Physics Letters **68** (1996) 2541
- [Mei00] D. Meister, M. Böhm, M. Topf, W. Kriegseis, W. Burkhardt, I. Dirnstorfer, S. Rösel,
B. Farangis, B.K. Meyer, A. Hoffmann, H. Siegle, C. Thomsen, J. Christen, F.
Bertram
Journal of Applied Physics **88** (2000) 1811
- [Mey95] B. K. Meyer, D. Volm, A. Graber, H. C. Alt, T. Detchprom, A. Amano, I. Akasaki
Solid State Communications **95** (1995) 597
- [Mic01] M. Micovic, J. Moon, T. Hussain, P. Hasimoto, D. Wong, G. Peng, L. McCray
physica status solidi (a) **188** (2001) 31
- [Miw93] K. Miwa, A. Fukumoto
Physical Review B **48** (1993) 7897
- [Mon96] B. Monemar, J.P. Bergman, I.A. Buyanova, W. Li, H. Amano, I. Akasaki
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **1** (1996) 2
- [Mor00] B. Moran, M. Hansen, M.D. Craven, J.S. Speck, S.P. DenBaars
Journal of Crystal Growth **221** (2000) 301
- [Muk98] T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura
Japanese Journal of Applied Physics Part 2 **37** (1998) L1358
- [Mut97] J.F. Muth, J.H. Lee, I.K. Shmagin, R.M. Kolbas, H.C. Casey, B.P. Keller, U.K. Mishra,
S.P. DenBaars
Applied Physics Letters **71** (1997) 2572
- [Nag01] S. Nagahama, N. Iwasa, M. Senoh, T. Matsushita, Y. Sugimoto, H. Kiyoku, T. Kozaki,
M. Sano, H. Matsumura, H. Umemoto, K. Chocho, T. Yanamoto, T. Mukai
physica status solidi (a) **188** (2001) 1
- [Nak91] S. Nakamura
Japanese Journal of Applied Physics **30** (1991) L1705
- [Nak91a] S. Nakamura, Y. Harada, M. Seno
Applied Physics Letters **58** (1991) 2021
- [Nak92a] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, N. Iwasa
Japanese Journal of Applied Physics **32** (1992) L139
- [Nak92b] S. Nakamura, T. Mukai
Japanese Journal of Applied Physics **31** (1992) L1457
- [Nak94] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh
Applied Physics Letters **64** (1994) 1687
- [Nak95] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, T. Yamada, T. Mukai
Japanese Journal of Applied Physics Part 2 **34** (1995) L1332
- [Nak96] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku,
Y. Sugimoto
Japanese Journal of Applied Physics Part 2 **35** (1996) L74
- [Nak97] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku,
Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, K. Chocho
Japanese Journal of Applied Physics Part 2 **36** (1997) L1568

- [Nak98a] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, K. Chocho
Applied Physics Letters **72** (1998) 211
- [Nak98b] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, K. Chocho
Japanese Journal of Applied Physics Part 2 **37** (1998) L627
- [Nak98c] F. Nakamura, T. Kobayashi, T. Tojyo, T. Asatsuma, K. Naganuma, H. Kawai
Electronics Letters **34** (1998) 1105
- [Nak99a] S. Nakamura
Semiconductor Science and Technology **14** (1999) R27
- [Nak99b] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Matsushita, T. Mukai
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **4S1** (1999) G1.1
- [Neu94] J. Neugebauer, C.G. van de Walle
Physical Review B **50** (1994) 8067
- [Neu95] J. Neugebauer, C.G. van de Walle
Physical Review Letters **75** (1995) 4452
- [Neu96a] J. Neugebauer, C.G. van de Walle
Applied Physics Letters **68** (1996) 1829
- [Neu96b] J. Neugebauer, C.G. van de Walle
Applied Physics Letters **69** (1996) 503
- [Neu96c] J. Neugebauer, C.G. van de Walle
Festkörperprobleme **35** (1996) 25
- [Nic99] H. Nickel (Herausgeber)
„Hydrogen in Semiconductors II“, Academic Press, London, 1999
- [Nie97] R. Niebuhr, K.H. Bachem, U. Kaufmann, M. Maier, C. Merz, B. Santic, P. Schlotter, H. Jürgensen
Journal of Electronic Materials **26** (1997) 1127
- [Obl00] H. Obloh, IAF Freiburg
Persönliche Mitteilung (2000)
- [Off01] J. Off
Dissertation, Universität Stuttgart
- [Ohb94] Y. Ohba, A. Hatano
Journal of Crystal Growth **145** (1994) 214
- [Oka96] Y. Okamoto, M. Saito, A. Oshiyama
Japanese Journal of Applied Physics Part 2 **35** (1996) L807
- [Ort98] J.W. Orton, C.T. Foxon
Rep. Prog. Phys. **61** (1998) 1
- [Pan98] J.I. Pankove, T.D. Moustakas (Herausgeber)
„Gallium Nitride I“, Semiconductors and Semimetals, vol 50
Academic Press, San Diego (1998)
- [Pan99] C.J. Pan, G.C. Chi
Solid-State Electronics **43** (1999) 621
- [Par00] G. Parish, S. Keller, S.P. DenBaars, U.K. Mishra
Journal of Electronic Materials **29** (2000) 15

- [Pau58] L.J. van der Pauw
Philips Research Report **13** (1958) 1
- [Pfe89] L. Pfeiffer, K.W. West, H.L. Stormer, K.W. Baldwin
Applied Physics Letters **55** (1989) 1888
- [Pin97] E.L. Piner, M.K. Behbehani, N.A. El-Masry, F.G. McIntosh, J.C. Roberts, K.S. Boutros, S.M. Bedair
Applied Physics Letters **70** (1998) 461
- [Pin98] A.T. Ping, Q. Chen, J.W. Yang, M. Asif Khan, I. Adesida
IEEE Electronic Device Letters **19** (1998) 54
- [Pol96] A.Y. Polyakov, M. Shin, D.W. Greve, M. Skowronski, R.G. Wilson
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **1** (1996) 36
- [Pon01] F.A. Ponce, F. Bertram, S. Srinivasan, R.Lui, L. Geng
Wird in physica status solidi (2001) veröffentlicht
- [Pon96] F.A. Ponce, D.P. Bour, W.T. Young, M. Saunders, J.W. Steeds
Applied Physics Letters **69** (1996) 337
- [Por99] S. Porowski
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **4S1** (1999) G1.3
- [Qia00] D. Qiao, L.S. Yu, S.S. Lau, J.M. Redwing, J.Y. Lin, H.X. Jiang
Journal of Applied Physics **87** (2000) 801
- [Qia00a] D. Qiao, L.S. Yu, S.S. Lau, J.Y. Lin, H.X. Jiang, T.E. Haynes
Journal of Applied Physics **88** (2000) 4196
- [Ren98] F. Ren, C.R. Abernathy, J.M. Van Hove, P.P. Chow, R. Hickman, J.J. Klaassen, R.F. Kopf, H. Cho, K.B. Jung, J.R. La Roche, R.G. Wilson, J. Han, R.J. Shul, A.G. Baca, S.J. Pearton
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **3** (1998) 41
- [Rey98] D.C. Reynolds, D.C. Look, B. Jogai, R.J. Molnar
Solid State Communications **108** (1998) 49
- [Ric01] A.K. Rice, K.J. Malloy
Journal of Applied Physics **89** (2001) 2816
- [Sax00] A. Saxler, P. Depray, R. Perrin, S. Elhamri, W.C. Mitchel, C.R. Elsass, I.P. Smorchkova, B. Heying, E. Haus, P. Fini, J.P. Ibbetson, S. Keller, P.M. Petroff, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, J.S. Speck
Journal of Applied Physics **87** (2000) 369
- [Sax99] A. Saxler, W.C. Mitchel, P. Kung, M. Razeghi
Applied Physics Letters **74** (1999) 2023
- [Sch86] F. Scholz
Dissertation, Universität Stuttgart, 1986
- [Sch96] E.F. Schubert, W. Grieshaber, I.D. Goepfert
Applied Physics Letters **69** (1996) 3737
- [Sch98] B. Schineller, A. Guttzeit, P.H. Lim, M. Schwambers, K. Heime, O. Schön, M. Heuken
Journal of Crystal Growth **195** (1998) 274

- [Sch99] M. Schauler, F. Eberhard, C. Kirchner, V. Schwegler, A. Pelzmann, M. Kamp, K.J. Ebeling, F. Bertram, T. Riemann, J. Christen, P. Prystawko, M. Leszcynski, I. Grzegory, S. Porowski
Applied Physics Letters **74** (1999) 1123
- [Schu01] M. Schubert, A. Kasic, S. Einfeld, D. Hommel, , D.J. As, J. Off, B. Kuhn, F. Scholz
physica status solidi (b) **228** (2001) 437
- [Schu99a] M. Schubert, A. Kasic, T.E. Tiwald, J. Off, B. Kuhn, F. Scholz
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **4** (1999) 11
- [Schu99b] M. Schubert, J.A. Woolam, A. Kasic, B. Rheinländer, J. Off, B. Kuhn, F. Scholz
physica, status solidi (b) **216** (1999) 655
- [Sha95] W. Shan, T.J. Schmidt, X.H. Jiang, A. Salvador, B.N. Sverdlov, A. Botchkarev, H. Morkoc, B. Goldenberg
Applied Physics Letters **68** (1995) 985
- [Shu00] M.S. Shur, A. D. Bykhovski, R. Gaska, J. W. Yang, G. Simin, M. A. Khan
Applied Physics Letters **76** (2000) 3061
- [Shu99] M.S. Shur, R. Gaska, A. Bykhovski
Solid-State Electronics **43** (1999) 1451
- [Smo00] I.P. Smorchkova, E. Haus, B. Heying, P. Kozodoy, P. Fini, J.P. Ibbetson, S. Keller, S.P. DenBaars, J.S. Speck, U.K. Mishra
Applied Physics Letters **76** (2000) 718
- [Smo99] I.P. Smorchkova, C.R. Elsass, J.P. Ibbetson, R. Vetury, B. Heying, P. Fini, E. Haus, S.P. DenBaars, J.S. Speck, U.K. Mishra
Journal of Applied Physics **86** (1999) 4520
- [Soe98] R. Soejima, A. Kuramata, S. Kubota, K. Domen, K. Horino, T. Tanahashi
Japanese Journal of Applied Physics Part 2 **37** (1998) L1205
- [Soh97] A. Sohmer
Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 1997
- [Ste67] F. Stern, W.E Howard
Physical Review **163** (1967) 816
- [Ste96] F. Steuber
Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 1996
- [Ste97] G. Steude, D.M. Hofmann, B.K. Mayer, H. Amano, I. Akasaki
physica status solidi (1997) 1
- [Ste98] G. Steude, D.M. Hofmann, B.K. Mayer, H. Amano, I. Akasaki
physica status solidi (1998) 1
- [Str01a] S. Strauf, S.M. Ulrich, P. Michler, J. Gutowski, S. Figge, S. Einfeld, D. Hommel
Wird in *physica status solidi* (2001) veröffentlicht
- [Str01b] S. Strauf
Universität Bremen, Persönliche Mitteilung (2001)
- [Str89] G.B. Stringfellow
„Organometallic Vapor-Phase Epitaxy“, Academic Press, 1989
- [Str92] S. Strite, H. Morkoc
Journal of Vacuum Science and Technologie B **10** (1992) 1237 und Zitate darin

- [Str97] G.B. Stringfellow, M.G. Crawford (Herausgeber)
„High Brightness Light Emitting Diodes“, Academic Press, San Diego, 1997
- [Sug98] L. Sugiura, M. Suzuki, J. Nishio
Applied Physics Letters **72** (1998) 1748
- [Suz96] M. Suzuki, T. Uenoyama
Journal of Applied Physics **80** (1996) 6868
- [Sze81] S.M. Sze
„Physics of Semiconductor Devices“, 2nd ed., New York, Wiley, 1981
- [Tad01] K. Tadatomo, H. Okagawa, Y. Ohuchi, T. Tsunekawa, Y. Imada, M. Kato, T. Taguchi
physica status solidi (a) **188** (2001) 121
- [Tan86] T.L. Tansley, C. P. Foley
Journal of Applied Physics **59** (1986) 3241
- [Tan94] T. Tanaka, A. Watanabe, H. Amano, Y. Kobayashi, I. Akasaki
Applied Physics Letters **65** (1994) 593
- [Tan97] M. Tanaka, S. Nakahata, K. Sogabe, H. Nakata, M. Tabioka
Japanese Journal of Applied Physics Part 1 **36** (1997) 1504
- [Tsa88] M.H. Tsai, D.W. Jenkins, J.D. Dow, R.V. Kasowski
Physical Review B **38** (1988) 1541
- [Tsu82] D.C. Tsui, H.L. Stormer, A.C. Gossard
Physical Review Letters **48** (1982) 1559
- [Tsu99] A. Tsujimura, Y. Hasegawa, A. Ishibashi, S. Kamiyama, I. Kidoguchi, R. Miyanaga,
M. Suzuki, M. Kume, K. Harafuji, Y. Ban
Electronics Letters **35** (1999) 998
- [Usu97] A. Usui, H. Sunakawa, A. Sakai, A. Yamaguchi
Japanese Journal of Applied Physics Part 2 **36** (1997) L899
- [Usu99] A. Usui, K. Hiramatsu
„Halide VPE of GaN“ in [Edg99]
- [Var67] Y. P. Varshni
Physica **34** (1967) 149
- [Ven99] P. Vennegues, B. Beaumont
Applied Physics Letters **75** (1999) 4115
- [Vis98] A.K. Viswanath, J.I. Lee, D. Kim, C.R. Lee, J.Y. Leem
Physical Review B **58** (1998) 16333
- [Wag01] W. Wagner
Dissertation, Universität Stuttgart (2001)
- [Wan01] T. Wang, Y.H. Liu, Y.B. Lee, Y. Izumi, H.D. Li, J. Bai, S. Sakai
Wird in *physica status solidi* (2001) veröffentlicht
- [Wat77] R.U. Watts
„Point Defects in Crystals“, Wiley and Sons, 1977
- [Wei98] N.G. Weimann, L. Eastman, D. Doppalapudi, H.M. Ng, T.D. Moustakas
Journal of Applied Physics **7** (1998) 3656
- [Wel98] M. Welsch
Diplomarbeit, Universität Stuttgart (1998)

- [Win99] R. Winterhoff
Dissertation, Universität Stuttgart, 1999
- [Wit00] H. Witte, Universität Magdeburg
Verhandlungen der DPG (2000) Regensburg
- [Wit01] H. Witte, A. Krtschil, A. Krost, J. Christen, B. Kuhn, F. Scholz
Material Science & Engineering B **82** (2001) 85
- [Wit99] A.M. Witowski, K. Pakula, J.M. Baranowski, M.L. Saowski, P. Wyder
Applied Physics Letters **75** (1999) 4154
- [Woo01] D.A. Wood, P.J. Parbrook, M. Lada, R.J. Lynch, A.G. Cullis
physica status solidi (a) **188** (2001) 641
- [Wu98] X.H. Wu, P. Fini, E.J. Tarsa, B. Heying, S. Keller, U.K. Mishra, S.P. DenBaars,
J.S. Speck
Journal of Crystal Growth **189/190** (1998) 231
- [Xi98] X. Li, S.G. Bishop, J.J. Coleman
Applied Physics Letters **73** (1998) 1179
- [Yan00] H.C. Yang, P.F. Kuo, T.Y. Lin, Y.F. Chen, K.H. Chen, L.C. Chen, J.I. Chyi
Applied Physics Letters **76** (2000) 3712
- [Yan99] K. Yanashima, S. Hashimoto, T. Hino, K. Funato, T. Kobayashi, K. Naganuma, T. Tojyo,
T. Asano, T. Asatsuma, T. Miyajima, M. Ikeda
Journal of Electronic Materials **28** (1999) 287
- [Yang99] H.C. Yang, T.Y. Lin, M.Y. Hunag, Y.F. Chen
Journal of Applied Physics **86** (1999) 6124
- [Yos75] S. Yoshida, S. Misawa, A. Itoh
Applied Physics Letters **26** (1975) 461
- [You99] D.H. Youn, M. Lachab, M. Hao, T. Sugahra, H. Takenaka, Y. Naoi, S. Sakai,
Japanese Journal of Applied Physics Part 1 **38** (1999) 631
- [Yu01] P.W. Yu, C.S. Park, S.T. Kim
Journal of Applied Physics **89** (2001) 1692
- [Zha00] Y. Zhang, I.P. Smorchkova, C.R. Elsass, S. Keller, J.P. Ibbetson, S. DenBaars,
U.K. Mishra, J. Singh
Journal of Applied Physics **87** (2000) 7981
- [Zha95] X. Zhang, P. Kung, A. Saxler, D. Walker, T.C. Wang, M. Razeghi
Applied Physics Letters **67** (1995) 1745
- [Zha98] X. Zhang, S.J. Chua, W. Liu, K.B. Chong
Applied Physics Letters **72** (1998) 1890
- [Zho00] L. Zhou, F. Khan, A.T. Ping, A. Osinski, I. Adesida
MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **5S1** (2000) W10.3
- [Zho00a] L. Zhou, W. Lanford, A.T. Ping, I. Adesida, J.W. Yang, A. Khan
Applied Physics Letters **76** (2000) 3451
- [Zie97] K. Zieger
Dissertation, Universität Stuttgart, 1997
- [Züg00] D. Zügel
Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2000

Lebenslauf

Bertram Kuhn

Geburtsdatum/-ort 24.08.1968 in Reutlingen

Verheiratet mit Martina Kahnert, ein Sohn

Schulbildung 9/75-7/79 Grundschule Metzingen

9/79-7/85 Gymnasium Metzingen

8/85-5/88 Technisches Gymnasium Reutlingen

Zivildienst 6/88-1/90 Rotes Kreuz Reutlingen

Studium 4/90-3/93 Grundstudium Physik, Universität Tübingen

4/93-8/96 Hauptstudium Physik, Universität Konstanz

8/95-8/96 Diplomarbeit am Lehrstuhl von Prof. Dr. Bucher:
„CuGaTe₂ als neuer Verbindungshalbleiter für
Dünnschichtsolarzellen“

Wissensch. Tätigkeit 10/96-3/97 Wissenschaftl. Hilfskraft Universität Konstanz

Promotion 4/97-7/01 Wissenschaftlicher Mitarbeiter mit Gelegenheit
zur Promotion am 4. Physikalisches Institut der Universität
Stuttgart

Danke

Die Physik, insbesondere die experimentelle, ist ein Mannschaftssport. Nur durch die enge Zusammenarbeit mit einer großen Zahl von Kolleginnen und Kollegen konnte diese Arbeit entstehen. Besonders bedanke ich mich bei

- Prof. Dr. M. H. Pilkuhn für die Aufnahme an sein Institut und die Freiheit, die er mir bei der Anfertigung der Arbeit ließ.
- Prof. Dr. K. von Klitzing für die freundliche Übernahme des Mitberichts.
- Dr. F. Scholz für die außergewöhnlich gute Betreuung der Arbeit. Durch seine motivierende und konstruktive Herangehensweise habe ich viel gelernt, nicht nur für die wissenschaftliche Arbeit auch fürs Leben.
- dem TechnikerInnen-Team des Kristalllabors: Anne Fouss unterstützte mich tatkräftig bei der Durchführung der Epitaxieversuche und war immer zur Stelle wenn praktische, auch unkonventionelle Hilfestellung notwendig war. Elly Lux führte unzählige Photolumineszenzmessung für mich durch, in Zuverlässigkeit und Schnelligkeit wohl unerreichbar. Erich Kohler danke ich für die vielen praktischen Tips in den Gebieten der Vakuum-, Sicherheits- und Gasetechnik.
- den Diplomanden Markus Welsch und Daniel Zügel für die vielen guten Beiträge während ihrer Arbeiten.
- allen weiteren GaN-Forschern des Instituts, namentlich Oliver Breitschädel, Achim Dörnen, Viorel Dumitru, Virchen Fehrenbacher, Christian Gemmer, Oliver Gfrörer, Hedi Gräbeldinger, Berit Guse, Dieter Haase, Andreas Hangleiter, Sabine Heppel, Renate Hofmann, Jin Seo Im, Michael Jetter, Marcus Keßler, Arni Kniest, Yasu Kobayashi, Jochen Mehne, Galina Moutchnik, Jürgen Off, Victoria Pérez-Solórzano, Heinz Schweitzer, Moni Ubl und Christina Vorbeck. Die

temperamentvollen GaN-Besprechungen mit Euch werden mir in lebhafter Erinnerung bleiben.

- Rainer Butendeich für die vielen so wichtigen Nachbesprechungen der täglichen Arbeit.
- Volker Frey, Michael Geiger, Dieter Graef, Florian Kolb, Markus Ost, Jörg Porsche, Phillip Raisch, Andreas Ruf und Rolf Winterhoff für das gute Arbeitsklima im Kristalllabor und die Aktivitäten außerhalb der Arbeitszeit.
- den Herren August und Quack von der Werkstatt für Glastechnik für ihre hervorragende Arbeit.
- allen weiteren, noch nicht genannten Mitgliedern des 4. Physikalischen Instituts.
- bei meiner Frau Martina und meinem Sohn Moritz, die mir in schwierigen Phasen den notwendigen Halt gaben und viel Verständnis hatten, wenn die Familie zeitweise zu kurz kam.