

Kapitel 1

Einleitung

Seit der Einführung der CD (Compact Disc) zu Beginn der 1980er Jahre hat sich die laserbasierte optische Speichertechnologie zum Standard für die Speicherung von Daten und Multimediainhalten entwickelt. Dabei wurde die Weiterentwicklung dieser Technologie durch die ständig steigende Nachfrage nach immer größeren Speicherkapazitäten vorangetrieben. Ein wesentlicher Anteil zur Erhöhung der Datendichte auf dem Speichermedium wurde dabei durch die Reduzierung der Laserwellenlänge von 780 nm bei der CD auf 650 nm bei der DVD (Digital Versatile Disc) erzielt, wodurch das Datenvolumen von 700 MB auf 4.7 GB erhöht werden konnte. Eine weitere Verringerung der Laserwellenlänge auf 405 nm lässt die Speicherkapazität auf 27 GB anwachsen (Blu-Ray-Disc [1] und HD-DVD [2]). Neuartige holographische Speicherverfahren, die ebenfalls auf der Verwendung der ultraviolett-blauen 405 nm-Laser beruhen, bieten sogar Speicherdichten von 200 GB auf nur 6.5 cm^2 [3, 4].

Während erste infrarote und rote Halbleiter-Laserdioden bereits 1962 vorgestellt wurden [5, 6, 7], gelang erst 1995 die Realisierung einer blauen Laserdiode [8] durch Verwendung von Galliumnitrid. Seither sind diese Bauelemente weltweit Gegenstand intensiver Forschung. Dabei eröffnet der große bisher erreichte Wellenlängenbereich von 358–480 nm [9, 10] über die Datenspeicherung hinaus eine Vielzahl von Anwendungsgebieten, zum Beispiel in der Drucktechnik [11], der Videoprojektion, der Analytik sowie im medizinischen Bereich.

In dieser Arbeit werden InGaN-basierende Laserdioden in Zusammenarbeit mit Osram Opto Semiconductors GmbH hinsichtlich ihres elektrisch-optisch-thermischen Verhaltens untersucht, wobei die Erkenntnisse der Optimierung der Bauelemente bezüglich der Lebensdauer und Ausgangsleistung dienen. Die untersuchten Dioden zeigten zu Beginn der Arbeit nur gepulst Lasertätigkeit; ein Gleichstrom-Betrieb oberhalb der Laserschwelle war nicht möglich, da die Bauelemente vorher auf Grund der hohen internen Temperaturen zerstört wurden. Dies ist auf die hohen Schwellströme und -spannungen in Verbindung mit der nicht optimierten Wärmeauskopplung zurückzuführen.

Um Laserbetrieb im Gleichstrommodus zu ermöglichen, die Lebensdauer zu verlängern und die Ausgangsleistung zu steigern, müssen folglich zwei prinzipielle Ansätze gleichzeitig verfolgt werden. Zum einen muss die Laserdiode so optimiert werden, dass möglichst wenig der eingebrachten Energie als Verlustleistung in Wärme umgesetzt wird, und zum anderen muss die entstandene Wärme möglichst effizient abgeführt werden.

Damit ergeben sich folgende Fragestellungen:

- Wie kann der Schichtaufbau der Laserdiode verbessert werden, so dass die optische Welle weniger Verluste erleidet, einen besseren Überlapp (Füllfaktor) mit der aktiven Zone aufweist und sich somit der Schwellstrom senken lässt?
- Wie teilen sich die elektrischen Verluste auf die Laserstruktur auf, das heißt, wo entsteht die meiste Wärme, und wo liegen die Hauptansatzpunkte zur Reduzierung dieser Verluste?
- Wie wirkt sich die Geometrie der Laserdiode (Ridgebreite, Ätztiefe) über laterale Modenführung und Stromaufweitung auf die Laserschwelle aus?
- Wie heiß wird der Laser im gepulsten beziehungsweise im Gleichstrom-Betrieb und wie wirkt sich diese Temperatur auf die Lasereigenschaften aus?
- Wie kann die Wärmeabfuhr aus dem Laser durch geeignetes Bauelement-Design verbessert werden?
- Wie muss eine ideal an das Bauelement angepasste Wärmesenke beschaffen sein, um eine optimale Wärmeauskopplung zu gewährleisten?

Auf diese Fragestellungen aufbauend ist die Arbeit wie folgt gegliedert:

Anhand einer detaillierten Literaturrecherche werden zunächst die wesentlichen elektrischen, optischen und thermischen Eigenschaften der in den untersuchten Laserdioden vorkommenden Materialien zusammengestellt. Dabei werden die einzelnen Parameter bereits im Zusammenhang mit ihrer Auswirkung auf die Eigenschaften des Lasers betrachtet.

Nach einer kurzen Einführung in die Grundlagen von Laserdioden geht Kapitel 3 auf die optischen Eigenschaften des Lasers ein. Dabei kommt insbesondere der Optimierung der Laserschwelle durch Verbesserungen des Schichtaufbaus und der transversalen Wellenführung großes Gewicht zu. Gleichzeitig wird bereits hier die enge Verflechtung der optischen, elektrischen und thermischen Lasereigenschaften deutlich, wenn beispielsweise zur Berechnung der optischen Mode eines Oxidstreifenlasers neben der Brechungsindexverteilung sowohl die Stromverteilung in der aktiven Zone wie auch das Temperaturprofil im Laser berücksichtigt werden müssen.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Analyse des Stromflusses, der Spannungsabfälle und der Verteilung der Wärmequellen im Bauelement und stellt damit die Verknüpfung zwischen Kapitel 3 und 5 her. Einerseits wird hier die Berechnung der im vorhergehenden Kapitel bereits verwendeten Stromverteilung nachgereicht, und andererseits bildet die Verteilung der Wärmequellen bereits die Grundlage zur Berechnung der thermischen Widerstände, mit denen sich das nachfolgende Kapitel beschäftigt.

Da die Ermittlung der internen Temperatur des Lasers nicht trivial ist, folgt in Kapitel 5 eine Diskussion verschiedener Methoden zur Temperaturbestimmung mit deren Vor- und Nachteilen sowie möglichen Fehlerquellen. Die Aufstellung wird ergänzt durch Verfahren zur zeitabhängigen Messung der Temperaturentwicklung im gepulsten Betrieb. Anschließend werden diese Methoden eingesetzt, um den thermischen Widerstand der Laser in Abhängigkeit

verschiedener Einflussgrößen, wie zum Beispiel Ridgebreite oder Substratmaterial, zu messen und mit Simulationsergebnissen zu vergleichen.

Kapitel 6 widmet sich schließlich der Entwicklung einer hocheffizienten Wärmesenke, welche speziell auf die hier untersuchten Laserdioden abgestimmt wurde, um eine optimale Wärmeabfuhr zu gewährleisten. Das Kapitel zeigt darüberhinaus die mit verschiedenen Wärmesenken und Montagearten (Junction Side Up/Junction Side Down) erreichte Laserperformance und schließt mit den erzielten Bestwerten für Lebensdauer und Ausgangsleistung ab.

Kapitel 2

Materialeigenschaften

Die Grundlage für die Entwicklung und Optimierung blauer Laserdioden ist die Kenntnis der relevanten Materialparameter. Diese legen die Randbedingungen fest, unter denen der Aufbau des Lasers konzipiert werden muss.

Daher ist das folgende Kapitel den elektrischen, thermischen und optischen Eigenschaften des Materialsystems AlGaInN und der weiteren verwendeten Materialien gewidmet. Dabei werden die Materialparameter immer vor dem Hintergrund ihrer Auswirkungen im Laser betrachtet, womit dieses Kapitel die Basis für die Simulationen der Laserdioden in den nachfolgenden Kapiteln bildet. Insbesondere die Abhängigkeiten von Materialzusammensetzung, Dotierung und Temperatur sind dabei unverzichtbar für die möglichst exakte Modellierung realer Bauelemente.

2.1 Bandlücke

Die hohe Bandlücke resultiert aus einer starken chemischen Bindung mit großem ionischem Charakter [12] und wirkt sich unter anderem auf die Emissionswellenlänge des Lasers und den Ladungsträgertransport in der Heterostruktur aus. Nach Varshni lässt sich die Bandlücke in Abhängigkeit von der Temperatur mittels der empirischen Formel

$$E_g(T) = E_g(T = 0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2.1)$$

berechnen, wobei α und β die Varshni-Parameter sind (siehe Tabelle 2.1) [13].

Parameter	GaN	AlN	InN
$E_g(T = 0)$ (eV)	3.510	6.25	0.78
α (meV/K)	0.909	1.799	0.245
β (K)	830	1462	624

Tabelle 2.1: Varshni-Parameter für III-N Halbleiter [14].

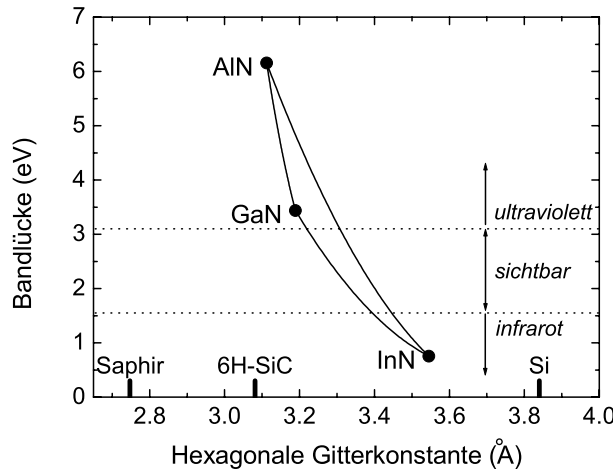


Abbildung 2.1: Bandlücken und hexagonale Gitterkonstanten im AlInGaN-Materialsystem. Zum Vergleich sind auch die Gitterkonstanten einiger gängiger Substratmaterialien angegeben [14, 12].

Für den ternären Halbleiter AlGaIn wird die Bandlücke durch eine quadratische Form angenähert:

$$E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = (1 - x)E_g(\text{GaN}) + xE_g(\text{AlN}) - x(1 - x)C_{\text{AlGaIn}} \quad . \quad (2.2)$$

Dabei ist C der Bowing-Parameter. Da dessen experimentelle Bestimmung unter anderem vom Grad der Verspannung des Materials abhängt [15], findet man in der Literatur Werte von $0.5 \text{ eV} \leq C_{\text{AlGaIn}} \leq 1.5 \text{ eV}$, wobei nach kritischer Betrachtung ein Wert $C_{\text{AlGaIn}} = 0.7 \text{ eV}$ angenommen wird [13, 14].

Für InN wurde lange Zeit eine Bandlücke von etwa 1.9 eV vermutet [13], jedoch zeigen jüngere Ergebnisse verschiedener Gruppen, dass der tatsächliche Wert bei etwa $E_{g,\text{InN}} \approx 0.7 - 0.8 \text{ eV}$ liegt [16, 17]. Der Bowing-Parameter für InGaIn wird dabei mit $C_{\text{InGaIn}} = 1.4 \text{ eV}$ angegeben, für AlInN ergibt sich $C_{\text{AlInN}} = 2.5 \text{ eV}$ [14]. Anhand dieser Daten wurden die mit dem Materialsystem AlGaIn erzielbaren Bandlücken berechnet und als Funktion der hexagonalen Gitterkonstante in Abbildung 2.1 aufgetragen. Wie man sieht, deckt das Materialsystem damit den gesamten sichtbaren Spektralbereich ab. Die Bandstruktur von AlGaIn bzw. InGaIn ist dabei über den gesamten Zusammensetzungsbereich direkt, wobei die Heteroübergänge zwischen GaN, AlGaIn und InGaIn-Schichten alle vom Typ I sind, das heißt, die kleinere Bandlücke liegt innerhalb der größeren Bandlücke [18]. Für AlGaIn ergibt sich dabei ein Verhältnis von Leitungsband- zu Valenzbandoffset von etwa 65:35 [19].

2.2 Elektrische Leitfähigkeit

In einem homogenen Halbleiter gilt für die Leitfähigkeit σ in den n-leitfähigen Gebieten der Zusammenhang

$$\sigma_n = q\mu_e n \quad , \quad (2.3)$$

wobei q die Elementarladung, μ_e die Elektronenbeweglichkeit und n die Elektronendichte ist. In den p-leitfähigen Gebieten gilt analog

$$\sigma_p = q\mu_h p \quad , \quad (2.4)$$

mit der Löcherbeweglichkeit μ_h und der Löcherdichte p . Die Beweglichkeit μ wird dabei durch verschiedene temperaturabhängige Effekte beeinflusst. Bei tiefen Temperaturen wird sie vor allem durch Coulomb-Wechselwirkung mit geladenen Störstellen begrenzt, wobei die Ladungsträger zunächst mit zunehmender Temperatur T beweglicher werden [20]

$$\mu \sim \frac{T^{3/2}}{\sqrt{m^*}} \quad . \quad (2.5)$$

Dabei ist m^* die effektive Masse der Ladungsträger. Für höhere Temperaturen wird die Beweglichkeit dagegen durch die Streuung an Phononen limitiert, wobei sich die Temperaturabhängigkeit dieses Effekts durch

$$\mu(T) \sim T^{-c} \quad ; \quad 0.5 \leq c \leq 2.5 \quad (2.6)$$

beschreiben lässt [21]. Die Überlagerung der verschiedenen Wechselwirkungen wird schließlich anhand der "Matthiesen'schen Regel" berechnet [21]:

$$\frac{1}{\mu} = \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad . \quad (2.7)$$

In den folgenden zwei Abschnitten sollen nun die Modelle für die n- bzw. p-Leitfähigkeit in Abhängigkeit der Dotierung, Materialzusammensetzung und Temperatur hergeleitet werden.

2.2.1 n-Leitfähigkeit

Die n-Dotierung von GaN wird üblicherweise durch den Einbau von Silizium auf Gallium-Plätzen erreicht. Die Elektronenkonzentration steigt dabei beim MOVPE-Wachstum (Metal Organic Vapor Phase Deposition) linear mit der Silan-Flussrate (SiH_4) und zeigt im Gegensatz zum bei der p-Dotierung verwendeten Akzeptor Magnesium keinen Sättigungseffekt. Auf Grund der geringen Aktivierungsenergie (12-17 meV in GaN [22]) sind die Donatoren bei Raumtemperatur vollständig ionisiert. Auch für hohe Aluminiumgehalte bis zu 70 % lassen sich gute Leitfähigkeiten erzielen, wobei die Aktivierungsenergie für $x_{\text{Al}} < 0.3$ im Bereich 20–30 meV liegt [23, 24, 25].

Für hohe Dotierstoff-Konzentrationen nimmt die Elektronenbeweglichkeit μ_e auf Grund von Streuung an Störstellen ab und lässt sich empirisch durch

$$\mu_e(N_D) = \left[2931 - 146 \log \left\{ \frac{N_D}{\text{cm}^{-3}} \right\} \right] \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad (2.8)$$

beschreiben; für eine typische Donatorkonzentration von $N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich eine Beweglichkeit von etwa $250 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (Abbildung 2.2) [26, 27].

Ebenso nimmt μ_e mit zunehmendem Aluminium-Gehalt auf Grund der größer werdenden Bandlücke und der höheren Anzahl von Streuzentren ab (Abbildung 2.3), wobei sich die Abhängigkeit vom Aluminiumgehalt für $0 \leq x_{\text{Al}} \leq 0.2$ empirisch durch

$$\mu_e(x) = [695x^2 - 630x + 207] \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad (2.9)$$

beschreiben lässt.

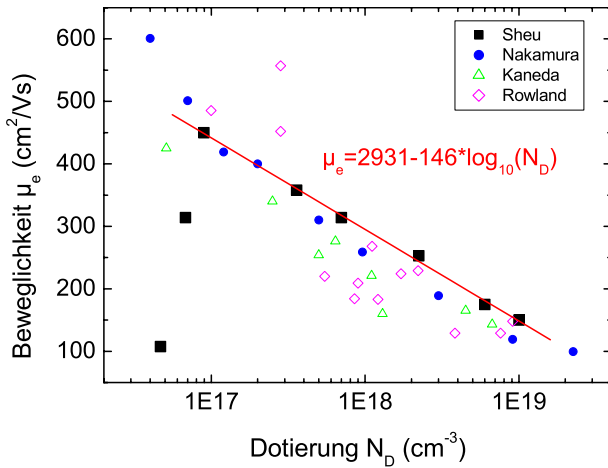


Abbildung 2.2: Beweglichkeit in GaN:Si in Abhängigkeit der Dotierung [26, 27].

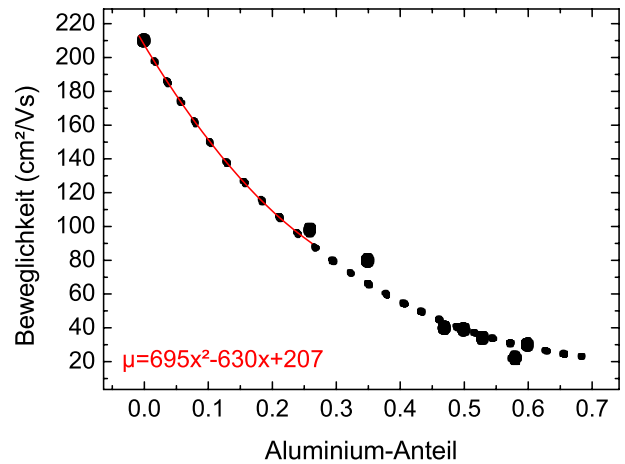


Abbildung 2.3: Beweglichkeit in AlGaN:Si [24].

Wie aus Abbildung 2.4 ersichtlich, findet man für die Temperaturabhängigkeit der Elektronen-Beweglichkeit im relevanten Temperaturbereich $T > 300$ K nach Gleichung 2.6 einen Faktor $c_{n\text{GaN}} \approx 1.3$. Dabei ist eine deutliche Abnahme von $c_{n\text{GaN}}$ mit der Dotierstoffkonzentration N_D zu beobachten (Abbildung 2.5). Extrapoliert man die gemessenen Daten auf eine Konzentration von $N_D \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, so ergibt sich ein Wert von $c_{n\text{GaN}}(N_D = 2 \cdot 10^{18}) \approx 1$. Zum Vergleich: für GaAs findet man ebenfalls $\mu_{e,\text{GaAs}} \sim T^{-1.0}$ [20].

2.2.2 p-Leitfähigkeit

Zur p-Dotierung von GaN wird Magnesium verwendet. Da dieses im MOVPE-Prozess beim Einbau in den Kristall einen Komplex mit Wasserstoff-Atomen bildet, muss das p-GaN zunächst

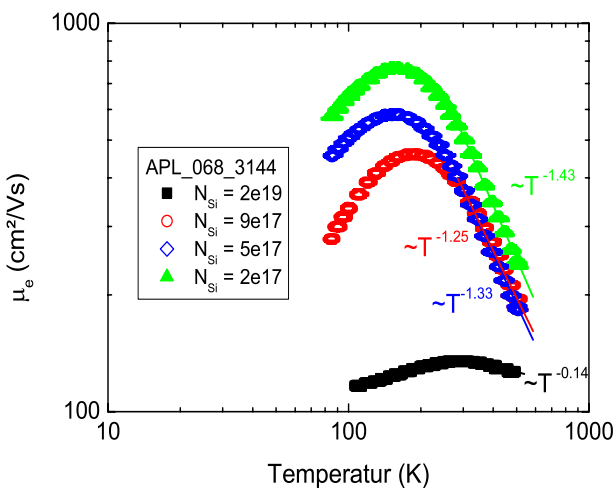


Abbildung 2.4: Temperaturabhängige Elektronen-Beweglichkeit in GaN [22].

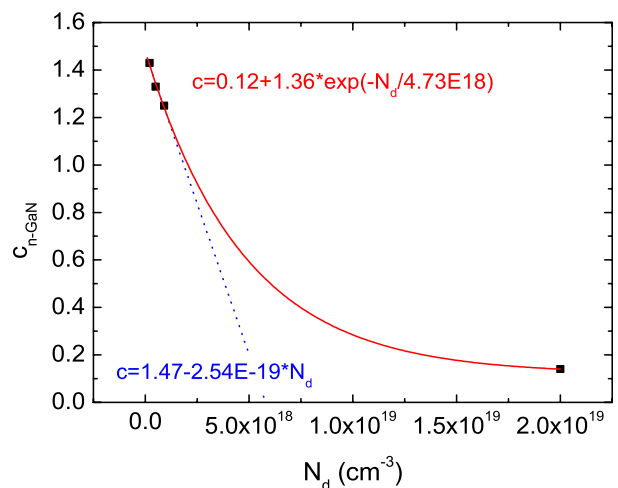


Abbildung 2.5: Abhängigkeit des Faktors $c_{n\text{GaN}}$ von der Dotierstoffkonzentration in n-GaN [22].

aktiviert werden. Dies wurde zuerst von Amano et al. durch den Beschuss mit niederenergetischen Elektronen (LEEBI) erreicht [28], wird jedoch heute üblicherweise mittels Erhitzen der Probe auf $700\text{--}900^\circ\text{C}$ durchgeführt [29, 30, 31, 32]. Magnesium ist zwar der geeignetste bisher bekannte Akzeptor in GaN, hat aber dennoch eine sehr hohe Aktivierungsenergie E_a , welche von der Materialzusammensetzung und der Dotierstoffkonzentration abhängt (vergleiche Tabellen A.2 und A.3) [33, 34, 35, 36, 37, 38].

Neben verschiedenen Modellen anderer Gruppen [33, 39, 40, 35] haben Cheong et al. ein Modell für die p-Leitfähigkeit in GaN in Abhängigkeit der Temperatur T und Akzeptorkonzentration N_A beschrieben, welches in dieser Arbeit verwendet wird. In diesem Modell ist die Aktivierungsenergie E_a von Magnesium in GaN durch

$$E_a(T) = E_a(0) - \alpha T \quad (2.10)$$

$$E_a(0) = (372 - 1.16 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^3 N_A) \text{ meV} \quad (2.11)$$

$$\alpha = (3.92 + 9.35 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3 N_A) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1} \quad (2.12)$$

gegeben. Für die Löcherkonzentration p gilt

$$p = \frac{N_A}{1 + \frac{g_0}{g_1} \exp\left\{\frac{E_A - E_F}{k_B T}\right\}} \quad , \quad (2.13)$$

wobei für den Entartungsfaktor $g_0/g_1 = 4$ angenommen wird. Die Fermienergie E_F kann dabei bei Raumtemperatur für $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} < N_A < 2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ durch

$$E_F = (0.177 - 2 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3 N_A) \text{ eV} \quad (2.14)$$

genähert werden [36].

Für $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ erhöht sich der spezifische Widerstand ρ gegenüber GaN mit der Differenz der Aktivierungsenergien ΔE_A [32]:

$$\rho(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = \rho(\text{GaN}) \cdot \exp\left\{\frac{\Delta E_A}{k_B T}\right\} \quad (2.15)$$

$$\Delta E_A = E_A(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) - E_A(\text{GaN}) \quad . \quad (2.16)$$

Dabei steigt die Aktivierungsenergie mit zunehmendem Aluminiumgehalt x , wobei die Messdaten verschiedener Gruppen [38, 33] in Abbildung 2.6 aufgetragen sind und sich empirisch durch

$$E_A(x) = (0.153 + 0.356 \cdot x^{0.692}) \text{ eV} \quad (2.17)$$

anpassen lassen. Auf Grund der hohen Aktivierungsenergie ist bei Raumtemperatur nur etwa ein Prozent der Akzeptoren ionisiert, weshalb eine hohe Dotierung benötigt wird, um eine moderate Löcherdichte p zu erzielen. Jedoch setzt oberhalb einer Dotierstoffkonzentration von $N_A > 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ eine Komplexbildung von Magnesium mit Stickstoff-Fehlstellen ein, die eine Selbst-Kompensation zur Folge hat [35]. Dadurch ist die Löcherdichte p nach oben hin limitiert. Unter Verwendung der Gleichungen 2.10–2.17 kann $p(N_D, T, x)$ für einen gegebenen Aluminiumgehalt mittels

$$p_{\text{AlGaN}}(N_D, T, x) = p_{\text{GaN}}(N_D, T) \cdot \exp\left\{\frac{-\Delta E_A(x)}{k_B T}\right\} \quad (2.18)$$

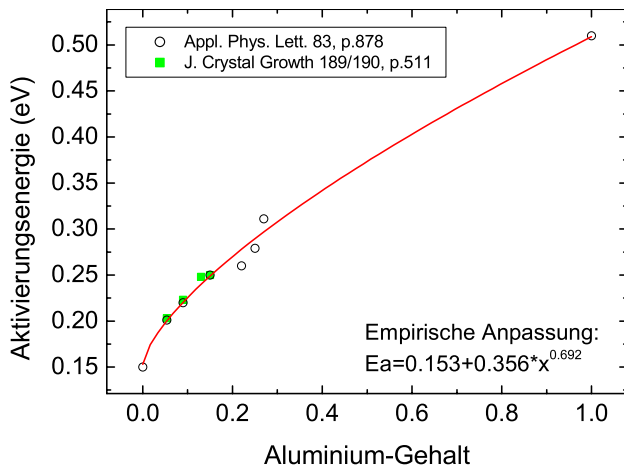


Abbildung 2.6: Aktivierungsenergie von Magnesium in AlGaIn [38, 33].

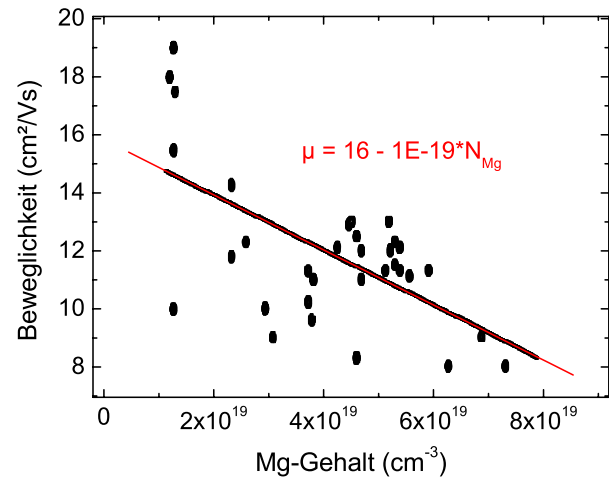


Abbildung 2.7: Löcherbeweglichkeit in Abhängigkeit von der Mg-Konzentration [35].

berechnet werden.

Die Löcherbeweglichkeit μ_p in GaN ist um etwa eine Größenordnung niedriger als die Elektronenbeweglichkeit und sinkt mit zunehmender Dotierstoffkonzentration auf Grund der Streuung an Störstellen (Abbildung 2.7)[35]. Für die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit von p-GaN nach Gleichung 2.6 ergeben Messungen von Cheong et al. einen Exponenten $c_{p\text{GaN}} \approx 1.81$ beziehungsweise $c_{p\text{GaN}} \approx 2.01$ im relevanten Temperaturbereich zwischen 300 K und 500 K (Abbildung 2.8)[36]. Aus den Daten von Kumakura et al. lassen sich auch für p-dotiertes InGaIn mit geringem Indium-Gehalt drei Konstanten $c \approx 1.59 - 1.93$ bestimmen (Abbildung 2.9) [37]. Daher wird für die Temperaturabhängigkeit der Mittelwert der verschiedenen Faktoren c gewählt, so dass gilt

$$\mu_h(T) \sim T^{-1.81} \quad (2.19)$$

Da die Beweglichkeit der Ladungsträger im Feld durch die mittlere Stoßzeit τ und die effektive

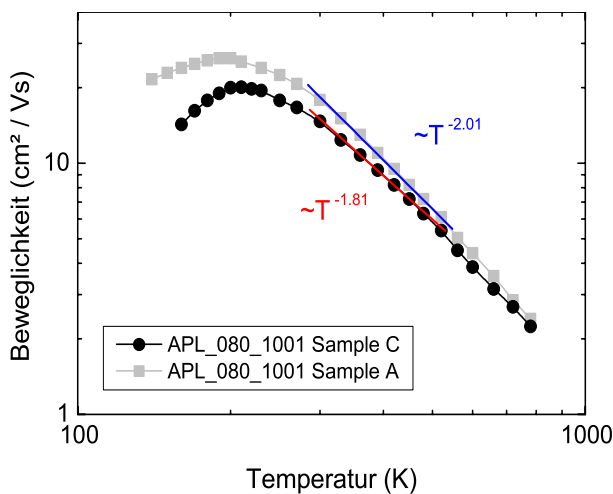


Abbildung 2.8: Temperaturabhängige Löcherbeweglichkeit für GaN:Mg [36].

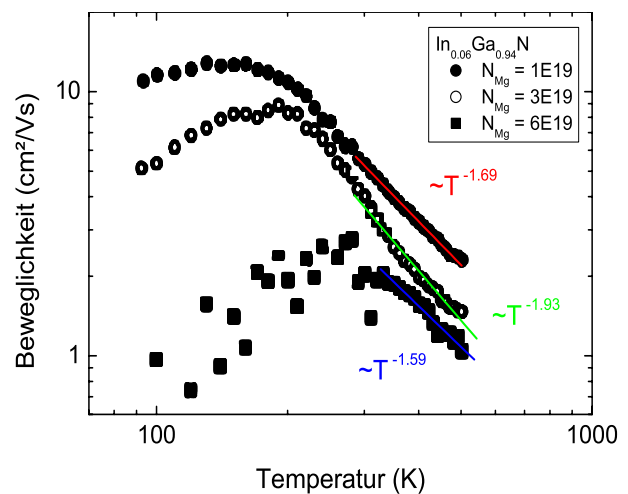


Abbildung 2.9: Temperaturabhängige Löcherbeweglichkeit für In_{0.06}Ga_{0.94}N [37].