

Optische Untersuchungen an extern verspannten Indiumgalliumnitrid Quantenfilmen und der Spindynamik in hoch n-dotiertem Galliumarsenid

Von der
FAKULTÄT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK
der
GOTTFRIED WILHELM LEIBNIZ
UNIVERSITÄT HANNOVER

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

DIPL.-PHYS. HENDRIK ARNE KUHN

geboren am 16. Dezember 1984 in Karlsruhe

2016

Referent : Prof. Dr. Michael Oestreich
Korreferent : Prof. Dr. Andreas Hangleiter
Tag der Promotion : 24. Oktober 2016

für Eva, Renate & Rolf

ABSTRACT

THE subject of this thesis is the optical investigation of carrier and spin dynamics in highly n-doped gallium arsenide and indium gallium nitride/gallium nitride quantumwell structures. Uniaxial pressure is applied in the growth direction of the quantum well structure, which results in changes of the internal strain. Pump-probe measurements and time and polarisation resolved photoluminescence studies show a linear increase of 25 meV in the optical transition energy with a maximum applied pressure of 800 MPa. This behaviour is explained by both the influence of deformation potentials, and the change in internal electric fields which are affected by surface carrier screening. As a consequence of the small quantum well thickness the photoluminescence amplitude and radiative lifetime show no dependence on the external stress. First results of the pump-probe experiment reveal a possible spin-polarisation in a narrow spectral range.

The method of ultrafast spin noise spectroscopy is introduced and the first experimental realisation presented. The results for highly n-doped gallium arsenide yield an unexpectedly high inhomogeneous dephasing rate of the spin ensemble which is attributed to an internal fluctuation of the doping concentration and supported by a simple model. Magnetic field and temperature dependent measurements show a good qualitative agreement with the introduced model and reveal the capacity of ultrafast spin noise spectroscopy to measure the electron-electron scattering time in combination with magnetotransport measurements.

Keywords: laser-spectroscopy, gallium arsenide, nitride quantumwells

KURZZUSAMMENFASSUNG

THEMA dieser Arbeit ist die optische Untersuchung der Ladungsträger- und Spindynamik in hoch n-dotiertem Galliumarsenid und Indiumgalliumnitrid/Galliumnitrid-Quantenfilmen. Die Quantenfilme werden unter uniaxialen Druck in Wachstumsrichtung der Halbleiterheterostruktur gesetzt. Die dadurch hervorgerufene Änderung der internen Verzerrung wird mit einem Anrege-Abfrage-Experiment und zeit- und polarisationsaufgelöster Photolumineszenz beobachtet. Bis zu einem maximalen Druck von etwa 800 MPa findet eine lineare Steigerung der optischen Übergangsenergie um 25 meV statt. Dies wird nach dem hier vorgestellten Modell durch die Änderung des internen elektrischen Feldes unter Berücksichtigung von Oberflächenladungsträgern und dem Einfluss der Deformationspotentiale erklärt. Als Resultat der dünnen Quantenfilme wird keine Änderung der strahlenden Lebensdauer und der Photolumineszenzamplitude detektiert. Erste Ergebnisse des Anrege-Abfrage-Experiments deuten auf eine Spinpolarisation in einem schmalen spektralen Bereich hin. Die neue Methode der ultraschnellen Spinrauschspektroskopie wird ausführlich vorgestellt und erstmals experimentell realisiert. Die Untersuchungen an hoch n-dotiertem Galliumarsenid zeigen eine unerwartet starke inhomogene Dephasierung des Spinensembles, die in einem einfachen Modell der intrinsischen Varianz der Dotierkonzentration zugeordnet wird. Magnet- und temperaturabhängige Messungen stimmen qualitativ gut mit dem aufgestellten Modell überein und zeigen auf, dass die ultraschnelle Spinrauschspektroskopie in Kombination mit Transportmessungen eine Möglichkeit zur Messung der Elektron-Elektron Impulsstreuzeit bietet.

Schlagworte: Laser-Spektroskopie, Galliumarsenid, Nitridquantenfilme

INHALTSVERZEICHNIS

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS	9
1 EINLEITUNG	13
2 THEORETISCHER HINTERGRUND	17
2.1 Kristallstruktur	17
2.2 Optische Auswahlregeln und effektive Masse	20
2.3 Spindynamik	26
2.4 Heterostrukturen	32
3 EXPERIMENTELLE METHODEN	35
3.1 Zeit- und Polarisationsaufgelöste Photolumineszenz	35
3.2 Anrege-Abfrage-Experiment	40
3.3 Ultraschnelle Spinrauschspektroskopie	42
3.3.1 Spinrauschspektroskopie	43
3.3.2 Ultraschnelle Spinrauschspektroskopie	44
4 UNIAXIALER DRUCK AN INGAN/GAN-QUANTENFILMEN	59
4.1 Probenspezifikation	60
4.2 Theoretischer Hintergrund Nitride	61
4.2.1 Unverspannte Kristalleigenschaften	61
4.2.2 Verzerrung und Verspannung	66
4.2.3 Weitere Eigenschaften	71
4.3 Potentialtopf unter Spannung	73
4.4 Messergebnisse	76
4.4.1 Photolumineszenz am Einzel-Quantenfilm	76
4.4.2 Anrege-Abfrage-Experimente an Mehrfach- Quantenfilmen	84
4.5 Zusammenfassung InGaN-Quantenfilme	87

5	HOCHTEMPERATUR SPINDYNAMIK IN N-GAAS	91
5.1	Probenspezifikation	92
5.2	Messungen und Ergebnisse	92
5.2.1	Temperatur und Magnetfeldabhängigkeit	95
5.2.2	Modell zur Inhomogenität des g-Faktors	96
5.2.3	Weitere Einflüsse auf die Messung	98
5.2.4	Einfluss der Dotierung	105
5.3	Zusammenfassung Volumenmaterial-GaAs	109
6	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	111
A	ZUSÄTZLICHE INFORMATIONEN	115
B	PROBENSPEZIFIKATIONEN	123
	WISSENSCHAFTLICHE BEITRÄGE	127
	ABBILDUNGS- UND TABELLENVERZEICHNIS	133
	LITERATURVERZEICHNIS	137
	WISSENSCHAFTLICHER WERDEGANG	153
	DANKSAGUNG	155

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

a	a-Gitterkonstante
a_i	Leitungsband Deformationspotential
B	Magnetische Flussdichte
BAP	Bir-Aronov-Pikus
b_i	Valenzband Deformationspotential
BIA	Volumenmaterial Inversionsasymmetrie
c	c-Gitterkonstante
C_{ij}	Elastizitätskonstante
$\Delta\theta$	Polarisationsdrehung
$\Delta R/R$	Reflektivitätsänderung
Δt	Pulsabstand
d_{ij}	piezoelektrischer Verzerrungskoeffizient
DP	Dyakonov-Perel
E_{Laser}	Laserenergie
EY	Elliot-Yaffet
EOM	Elektrooptischer Modulator
ϵ	Permittivität
ε	Verzerrung
fcc	kubisch-flächenzentriert
f_{PEM}	Modulationsfrequenz des Photoelastischen Modulators

f_{Probe}	Modulationsfrequenz des Abfragelasers
f_{Pump}	Modulationsfrequenz des Anregungslasers
f_{rep}	Laser-Repetitionsrate
g^*	effektiver Landé g-Faktor
GaAs	Galliumarsenid
GaN	Galliumnitrid
hcp	hexagonal dichteste Kugelpackung
HH	Schwerloch
InGaN/GaN-QW	InGaN/GaN-Quantenfilm
LCR	Flüssigkristallverzögerer
LH	Leichtloch
μ_{B}	Bohrsches Magneton
m	Spinpolarisation
n_{D}	Dotierkonzentration
PEM	Photoelastischer Modulator
PL	Photolumineszenz
PP	Anrege-Abfrage-Experiment
QD	Quantendraht
QW	Quantenfilm
QP	Quantenpunkt
QCSE	Stark-Effekt durch strukturelle Einschränkung
σ	Verspannung
σ_{g}	g-Faktor Inhomogenität
SIA	Struktur Inversionsasymmetrie

SNS	Spinrauschspektroskopie
SB	Soleil-Babinet-Kompensator
τ_p	Impulsstreuzeit
$\tau_{p,ii}$	Impulsstreuzeit durch ionisierte Störstellen
τ_r	strahlende Lebenszeit des angeregten Zustands
τ_s	Spindephasierungszeit
τ_l	Lebenszeit des angeregten Zustands
T₁	longitudinale Relaxationszeit
T₂	transversale Dekohärenzzeit
TRPL	zeitaufgelöste Photolumineszenz
USNS	ultraschnelle Spinrauschspektroskopie
ω_L	Larmorfrequenz
ω_Z	Zyklotronfrequenz
WP	Wollaston Prisma
WSIA	Wurtzit-Inversionsasymmetrie

EINLEITUNG

HALBLEITER sind die Basis der heutigen Computer- und Elektrotechnik. Sie beeinflussen daher nahezu jeden Bereich des modernen Alltags und sind einer der wichtigsten Faktoren in Forschung und Entwicklung. Die Erfolgsgeschichte der Halbleiter begann 1947 mit der Entwicklung des ersten Transistors auf Germaniumbasis durch die amerikanischen Forscher Shockley, Bardeen und Brattain. Ein weiterer Durchbruch gelang 1954 mit der Realisierung eines Transistors auf Basis des in der Natur häufig vorkommenden und daher günstigen Halbleiters Silizium. Von da an fand eine rasante Weiterentwicklung und Optimierung des Kristallwachstums und der Prozessierung statt, die zu einer Miniaturisierung der Schaltkreise führte. Die damit verbundene Leistungssteigerung wurde bereits 1965 von Moore erkannt und im „Moor’schen“-Gesetz für zukünftige Schaltkreise prognostiziert [1]. Das naheliegende Limit der Schaltkreisminiaturisierung ist durch Einzelelektronenschaltung gegeben, sodass eine weitere Leistungssteigerung nur durch neue Konzepte wie z.B. in der Spintronik möglich ist. Die Spintronik nutzt zusätzlich zur Ladung des Elektrons den 1925 von Uhlenbeck und Goudsmit [2] entdeckten Spinfreiheitsgrad. Obwohl der Spin beispielsweise in Speichermedien oder der medizinischen Bildgebung technisch genutzt wird, steht die Spintronik noch am Anfang der Entwicklung. Sie zeigt aber großes Potential in einer Fülle von Anwendungen wie Spin-Feldeffekttransistoren, Spin-Leuchtdioden, optische Schalter bei THz Frequenzen und Quantenbits

für Quantencomputer [3]. Der Spin und die Spineigenschaften in Halbleitern sind also von großem Interesse für die Entwicklung künftiger Technik und werden daher im Rahmen dieser Arbeit eingehend untersucht.

Die ständige und greifbare Weiterentwicklung der Computertechnik hat dazu geführt, dass Silizium in den letzten Jahren zum Synonym für Forschung und Entwicklung wurde. Dies zeigt sich unter anderem an der Benennung des „Silicon Valleys“, das als Zentrum der modernen Entwicklung und Forschung der USA gilt. Überall auf der Welt finden sich Nachahmer, wie beispielsweise die „Silicon Oasis“ oder „Silicon Saxony“, die sich durch die Namensgebung als Forschungs- und Entwicklungsstandort positionieren. Neben Silizium gibt es noch viele weitere Halbleiter, von denen im Folgenden auf Galliumarsenid (GaAs) und Galliumnitrid (GaN) eingegangen wird. GaAs ist wohl der am weitesten entwickelte und am besten untersuchte Verbundhalbleiter, der sich im Laufe der Jahre als ein wichtiges Modellsystem der Grundlagenforschung etabliert hat. Zusätzlich findet GaAs beispielsweise Anwendung in der Hochfrequenztechnik, kann sich durch ein geringes Rauschen hervorheben und findet als direkter Halbleiter Einsatz in Solarzellen für die Raumfahrt. Trotz seiner ausgezeichneten Eigenschaften konnte sich Galliumarsenid nicht gegen Silizium durchsetzen, was wohl in erster Linie auf den höheren Preis, aber auch auf den giftigen Grundstoff Arsen zurückzuführen ist [4].

Daneben hat sich in den letzten Jahrzehnten GaN zu einem sehr wichtigen Halbleitermaterial entwickelt, das für Hochspannungs- und Hochtemperaturanwendungen interessant ist [5, 6]. Der wichtigste Einsatzbereich ist sicherlich die Lichterzeugung. Moderne, halbleiterbasierte Lichterzeugung durch Leuchtdioden (LEDs) kann den Energieverbrauch, im Vergleich zu herkömmlichen Glühlampen, auf 1/10 reduzieren. Gleichzeitig ist die Lebensdauer von LEDs etwa 1000 mal länger [7]. Die LED Forschung stand lange Zeit vor dem „Green Gap“-Problem, bei dem im grünen Spektralbereich keine effektive Lichterzeugung möglich war. Auf GaN und Indiumgalliumnitrid (InGaN) basierende Dioden können diese Lücke schließen und ermöglichen somit eine effektive, kostengünstige Lichterzeugung im sichtbaren Spektralbereich [8]. Eine weitere Anwendung von GaN als Drucksensor [9] nutzt die piezoelektrischen Eigenschaften aus, welche

unter anderem Gegenstand der hier vorgestellten Untersuchungen sind.

Neben den etablierten Anrege-Abfrage-Experimenten und der Photolumineszenzspektroskopie wird auch die Spinrauschspektroskopie in einer neuen, erweiterten Form genutzt, um die optischen Eigenschaften der jeweiligen Probe zu untersuchen. Die Besonderheit der Spinrauschspektroskopie ist, dass keine Anregung des untersuchten Materials nötig ist. Es ist somit möglich ein System im ungestörten Zustand zu beobachten und dessen Eigenschaften zu bestimmen. Grundlage für die Untersuchung ist das Fluktuations-Dissipations-Theorem, das besagt, dass die Information über das Verhalten bei einer externen Störung auch in der intrinsischen Fluktuation um das thermodynamische Gleichgewicht enthalten ist [10]. In optischen Experimenten wird dieses Theorem durch die unterschiedliche Dispersion von Real- und Imaginärteil des Brechungsindex zugänglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wird erstmals die ultraschnelle Spinrauschspektroskopie auf Grundlage der theoretischen Betrachtung von Starioselec *et. al.* in die Praxis umgesetzt [11]. Erste Demonstrationsversuche an hoch n -dotiertem GaAs zeigen eine bisher unbeachtete Spindephasierung aufgrund der intrinsischen Fluktuation der Dotierkonzentration. Zur Beschreibung des Effekts wird ein einfaches Modell vorgestellt, das anhand von temperatur- und magnetfeldabhängigen Messungen überprüft wird.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung des Spannungseinflusses auf die Ladungsträger- und Spindynamik in InGaN/GaN-Quantenfilmen. Zeit- und polarisationsaufgelöste Photolumineszenz, sowie ein Anrege-Abfrage-Experiment werden genutzt, um den Einfluss eines uniaxialen Drucks entlang der Wachstumsrichtung des Quantenfilms zu untersuchen. Die Messungen zeigen, dass die Dynamik in den untersuchten Systemen nur wenig durch den Druck geändert wird. Der gezeigte Einfluss auf die Übergangsenergie wird mit einem Modell unter Berücksichtigung von Oberflächenladungsträgern erklärt.

Im folgenden **Kapitel 2** werden theoretische Grundlagen beschrieben, die dem besseren Verständnis der Arbeit dienen. Die Kristallstruktur von Galliumnitrid und Galliumarsenid und die daraus entste-

henden Wechselwirkungseigenschaften mit Licht werden vorgestellt und die dominanten Ursachen der Spindynamik aufgezeigt. Weiterhin wird das Konzept der Halbleiterheterostrukturen eingeführt. **Kapitel 3** befasst sich mit den experimentellen Methoden. Das Anrege-Abfrage-Experiment, sowie die zeit- und polarisationsaufgelöste Photolumineszenz werden anhand einer Versuchsskizze vorgestellt und die genutzte Druckzelle beschrieben. Die Realisierung der ultraschnellen Spinrauschspektroskopie wird eingehender dargestellt und die zu Grunde liegende Theorie in einem Modell verdeutlicht. Die Ergebnisse der Druckabhängigkeitsuntersuchungen an InGaN/GaN-Quantenfilmen werden in **Kapitel 4** präsentiert und theoretische Grundlagen zu Wurtzitkristallen, Galliumnitrid basierten Heterostrukturen und dem Einfluss von Verzerrung beschrieben. Es folgt **Kapitel 5** mit den Ergebnissen der ultraschnellen Spinrauschspektroskopie an hoch n-dotiertem GaAs. Das Modell zur intrinsischen Fluktuation der Dotierkonzentration wird skizziert und mit den gemessenen Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeiten der Spindynamik verglichen. Abschließend wird die Arbeit in **Kapitel 6** zusammengefasst und ein Ausblick auf weiterführende Untersuchungen gegeben.

THEORETISCHER HINTERGRUND

In dieser Arbeit werden InGaN/GaN-Quantenfilme (InGaN-QWs) und Volumenmaterial-GaAs, sowie deren Spindynamik untersucht, wobei ein besonderes Augenmerk auf den Einfluss von Druck, Temperatur und Magnetfeld gelegt wird. Im Folgenden wird eine Übersicht über grundlegende und relevante theoretische Modelle und Beschreibungen gegeben, die hilfreich bei der Interpretation der Resultate sind. Hierbei wird sowohl auf allgemeine und damit für beide Materialsysteme zutreffende Theorien, als auch auf Unterschiede zwischen den Systemen eingegangen. Eine detaillierte Betrachtung der systemspezifischen Vorgänge der Spindynamik oder der strukturellen Eigenschaften wird im weiteren Verlauf gegeben (Kapitel 4 und 5).

Auf Details zu allgemeinen physikalischen Grundlagen und Begriffen, wie beispielsweise das reziproke Gitter oder die Schrödingergleichung, wird hier nicht weiter eingegangen. Diese können beispielsweise in den Einführungen von Hunklinger [12], Kittel [13], Demtröder [14] oder anderen Lehrbüchern zur Festkörper- und Quantenphysik nachgeschlagen werden.

2.1 KRISTALLSTRUKTUR

Die physikalischen Eigenschaften eines Stoffes sind zurückzuführen auf dessen atomaren Aufbau. Auf Grundlage der Kristallstruktur

lassen sich viele Eigenschaften des Festkörpers berechnen und vorher-sagen.¹ Galliumarsenid und Galliumnitrid kristallisieren unter Normalbedingungen in unterschiedlichen Kristallstrukturen und weisen daher einige Unterschiede auf.

GaAs

Der Halbleiter Galliumarsenid hat unter Normalbedingungen eine kubisch-flächenzentrierte (fcc) Kristallstruktur mit zweiatomiger Basis (Abb. 2.1). Durch die tetraedische Bindung der Atome aufgrund der sp_3 -Hybridisierung, lässt sich das Gitter in zwei fcc-Gitter unterteilen, die um $1/4$ der Gitterkonstanten entlang der (111)-Achse verschoben sind. Diese Struktur ist auch als Zinkblendestruktur bekannt und hat die Symmetriegruppe T_d [15, 16]. Der Kristall wird durch eine Gitterkonstante $a_{1c} = 5.65325 + 3.88 * 10^{-5}(T - 300)$ Å charakterisiert [17].

¹ Eine Einführung zum Beispiel in die "k·p"- und Gruppentheorie finden sich u.a. in den oben genannten Einführungen [12, 13] oder weiterführender Literatur wie von Yu und Cardona [15].

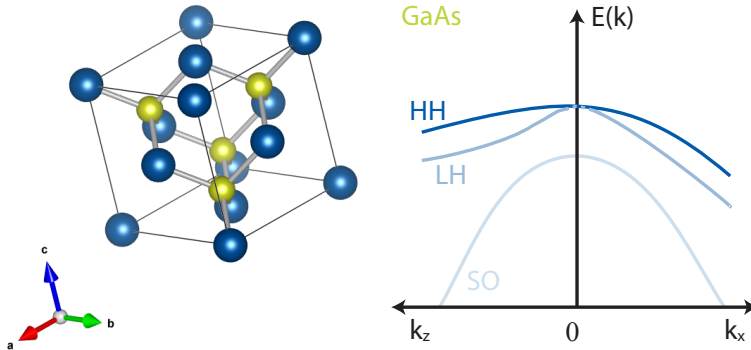


Abbildung 2.1: links: Kubische Einheitszelle von GaAs, aufgebaut aus zwei ineinander liegenden, um $\left(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}\right)$ zueinander verschobenen fcc-Gittern, bestehend aus jeweils Gallium (blau) und Arsen Atomen (grün). rechts: Skizze der Bandstruktur am Γ -Punkt von GaAs [17, 18]. Von besonderem Interesse für optische Untersuchungen sind die oberen beiden Leichtloch (LH) und Schwerloch Valenzbänder (HH). Das abgespaltene „Split-Off“-Band (SO) trägt nicht signifikant zu den hier untersuchten optischen Eigenschaften bei.

GaN

GaN kristallisiert unter Normaldruck in der sogenannten Wurtzitstruktur [19]. Unter Nichtgleichgewichtsbedingungen tritt auch die Zinkblendestruktur auf [20]. Bei Wurtzit handelt es sich um ein hexagonal dichtest gepacktes Gitter (hcp), das in Abbildung 2.2 gezeigt ist. Das Wurtzitgitter weist eine geringere Symmetrie auf [20] und wird daher durch zwei Gitterkonstanten a_{1c} und c_{1c} beschrieben. Im Falle von GaN sind diese bei 300 Kelvin durch die Werte $a_{1c} = 3.189 \text{ \AA}$ und $c_{1c} = 5.185 \text{ \AA}$ gegeben [20]. Diese Asymmetrie führt zu einer zusätzlichen Spindephasierung und elektrischen Feldern, auf die in Kapitel 4.2 genauer eingegangen wird.

Der Kristall kann ebenfalls durch zwei ineinander liegende, hexagonale Gitter beschrieben werden, wobei eines aus Galliumatomen, das andere aus Stickstoffatomen besteht. Die Verschiebung der Gitter zueinander beträgt $5/8$ der c_{1c} -Gitterkonstanten [21].

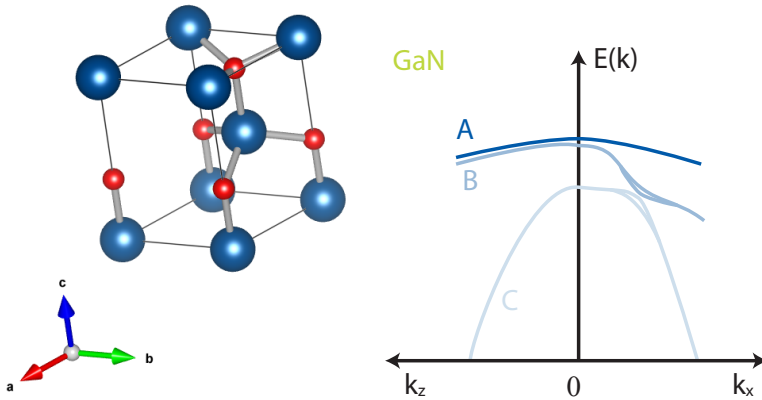


Abbildung 2.2: links: Die Kristallstruktur von GaN, bestehend aus zwei ineinander liegenden hcp-Gittern aus jeweils Gallium- (blau) und Stickstoffatomen (rot). rechts: Die Bandstruktur am Γ -Punkt von GaN [17, 22, 23] ist von besonderem Interesse für optische Untersuchungen, wobei nur die oberen beiden Valenzbänder (A-Band und B-Band) signifikant zu den hier untersuchten optischen Eigenschaften beitragen. Das abgespaltene C-Band wird vernachlässigt.

2.2 OPTISCHE AUSWAHLREGELN UND EFFEKTIVE MASSE

Alle hier durchgeführten Untersuchungen basieren auf der Wechselwirkung des untersuchten Kristalls mit Licht, für die besonders die Bandstruktur in der Nähe des Γ -Punkts interessant ist [24] (Abb. 2.1 und Abb. 2.2). Für die Wechselwirkung mit Licht sind die Symmetrieeigenschaften des Kristalls wichtig, welche in Symmetriegruppen zusammengefasst werden. Durch gruppentheoretische Betrachtungen werden u.a. den unterschiedlichen elektronischen Zuständen im Festkörper Symmetrien zugeordnet. Eine ähnliche Darstellungen gibt es auch in der Atomphysik, in der verschiedene Elektronenorbitale (s, p, d, f) ebenfalls Symmetrien aufweisen [15]. Je nach Symmetrie eines Zustands kann die Übergangswahrscheinlichkeit in einen anderen Zustand variieren. Nach dem Korrespondenzprinzip wird dem Übergang zwischen zwei Zuständen (a und b) eine klassische Dipolfrequenz $\omega_{ab} = (E_a - E_b)/\hbar$ zugeordnet. Die Amplitude des zugehörigen Di-

polmoments ist gleich dem Dipol-Übergangsmatrixelement und gibt die Übergangswahrscheinlichkeit an [25]. Die relative Stärke eines Übergangs kann dabei nach dem Wigner-Eckardt-Theorem berechnet werden [26]. Ein optischer Übergang zwischen zwei Zuständen kann folglich mit unterschiedlich großer Wahrscheinlichkeit stattfinden. Wichtig dabei ist, dass ein Übergang nur dann optisch erlaubt ist, wenn sich der Drehimpuls um ± 1 ändert. Diese Bedingung muss erfüllt sein, da die Änderung des Drehimpulses bei einem optischen Übergang durch Absorption oder Emission eines Photons mit Spin ± 1 erfolgt.

Ein Photon der passenden Energie, d.h. mindestens der Energie der Bandlücke, kann ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband anregen. Aus welchem Band das Elektron angeregt wird, hängt von der Polarisierung und Energie des Lichts sowie der Wahrscheinlichkeit des Übergangs ab. Die gezielte Anregung eines Übergangs ermöglicht es daher, eine Spinpolarisation in der untersuchten Probe zu erzeugen und deren Dynamik zu untersuchen. Dies ist vor allem bei der zeitaufgelösten Photolumineszenz (TRPL, Abschnitt 3.1) und dem Anrege-Abfrage-Experiment (PP, Abschnitt 3.2) wichtig. Im speziellen Fall der Spinrauschspektroskopie ist zwar keine Anregung im Medium nötig (SNS, Abschnitt 3.3), die Wahrscheinlichkeitsbetrachtung des untersuchten Übergangs hat allerdings trotzdem Bestand.

Optische Auswahlregeln und effektive Masse in GaAs

Im Fall von Volumenmaterial-GaAs ermöglichen die unterschiedlichen Übergangswahrscheinlichkeiten, Aussagen über den Spin im Festkörper zu treffen. Das Valenzband in GaAs ist am Γ -Punkt entartet, d.h. verschiedene Zustände haben die gleiche Energie und sind (im Banddiagramm) nicht voneinander zu unterscheiden (Abb. 2.1). Die beiden entarteten Bänder haben unterschiedliche Drehimpulszustände ($\pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$). Je nachdem welchen Zustand ein Elektron eingenommen hat, ist die Wahrscheinlichkeit es mit zirkular polarisiertem Licht in einen Leitungsbandzustand zu bringen, unterschiedlich (Abb. 2.3). Beispielsweise ist bei Anregung mit σ^- -polarisiertem Licht ($\Delta j = -1$, Abb. 2.3, grün) der Übergang vom $+\frac{3}{2}$ -Zustand in den $+\frac{1}{2}$ -Zustand dreimal wahrscheinlicher als der Übergang vom $+\frac{1}{2}$ -Zustand in den $-\frac{1}{2}$ -Zustand. Nach diesem Prinzip lässt sich eine Spinpolarisation m

im Kristall erzeugen, deren Dynamik untersucht werden kann (Abb. 2.3):

$$m = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \tag{2.1}$$

wobei N_+ der Anzahl der angeregten Elektronen mit Spin $+\frac{1}{2}$ und N_- der Anzahl der angeregten Elektronen mit Spin $-\frac{1}{2}$ entspricht.

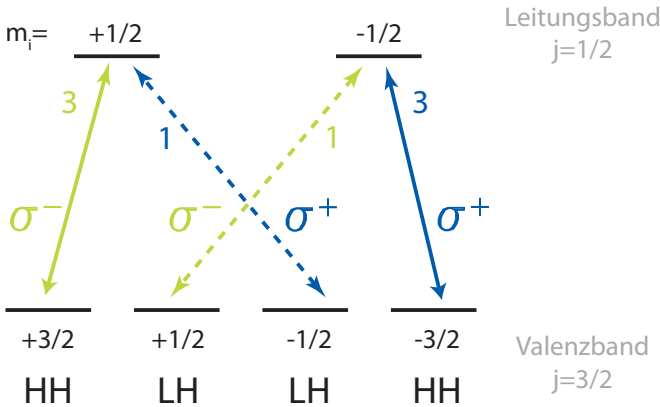


Abbildung 2.3: Optische Auswahlregeln in GaAs nach [25]: Durch Anregung mit σ^+ -Licht (blau) und σ^- -Licht (grün) werden Übergänge unterschiedlich stark angeregt (Pfeile), wobei das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten 3:1 ist (Zahlen an den Pfeilen). Dadurch kann auch ohne einen energetischen Unterschied zwischen LH-Band und HH-Band eine Spinpolarisation erzeugt werden.

Für k -Werte jenseits des Γ -Punktes ist die Entartung in GaAs aufgehoben. Diese Eigenschaft wird durch die effektive Masse beschrieben, die sich in einer unterschiedlichen Krümmung der Bänder im reziproken Raum äußert (Abb. 2.1). Aus der Masse ergibt sich auch die Benennung der Bänder zu Leichtloch- (engl. light hole, LH) und Schwerlochband (engl. heavy hole, HH).

Die Spin-Bahn Wechselwirkung führt zu einem zusätzlichen, energetisch abgetrennten Band, das als „Split-off“-Band (SO) bezeichnet wird (Abb.2.1). Für die hier untersuchten optischen Eigenschaften ist

letzteres allerdings nicht von Interesse, da es energetisch weit von den beiden obersten Valenzbändern entfernt ist ($\Delta E = 0,34\text{eV}$ in GaAs [27]). In Abschnitt 2.3 wird gezeigt, dass die Spin-Bahn Wechselwirkung für die Spindynamik von großem Interesse ist. Als ein relativistischer Effekt ($\sim 1/c^2$) steigt die Spin-Bahn Wechselwirkung mit steigender Atomzahl Z an [15, 28], sodass der Einfluss vor allem in Halbleitern mit schweren Atomen von Interesse ist. Für den Fall der Nitride ($Z_{\text{N}} = 7$) ist der Einfluss weniger prominent.

Optische Auswahlregeln und effektive Masse in Wurtzit

Bei GaN ist unter Berücksichtigung der Spinbahnkopplung die Übergangswahrscheinlichkeit aus den beiden oberen Valenzbändern identisch [29–32]. Die Entartung am Γ -Punkt ist allerdings aufgrund der Wurtzit Struktur aufgehoben, sodass auch hier eine Spinpolarisation ermöglicht wird (Abb. 2.2). Als direkte Konsequenz des s-Charakters des Leitungsbandes und des p-Charakters der beiden oberen Valenzbänder am Γ -Punkt ist die Übergangswahrscheinlichkeit für Licht mit einer Polarisation senkrecht zur c -Richtung des Kristalls immer gleich [29–31, 33, 34]. Der Übergang zum abgespaltenen C-Valenzband ist zu vernachlässigen [32]. Abbildung 2.4 zeigt das Übergangsschema in Analogie zu den optischen Auswahlregeln in GaAs (Abb. 2.3).

Die effektive Masse für Wurtzitkristalle ist größer als bei Zinkblendekristallen. Dies folgt aus Berechnungen, in denen die Wurtzit- mit der Zinkblendephase eines Kristalls verglichen wurden. Im Vergleich zwischen GaAs und GaN ist allerdings die effektive Masse von GaN wesentlich größer, als die von GaAs [32]. Daraus folgt, dass die Krümmung der Bandkante im k -Raum bei GaN größer ist als bei GaAs. Im Folgenden werden die Berechnung der effektiven Masse und Übergangsmatrixelemente aufgezeigt, da im späteren Verlauf der Einfluss durch einen externen Druck anhand dieser Formeln gezeigt wird (Abschnitt 4.2.2). Die effektiven Massen der jeweiligen Valenzbänder (Index $i = A, B, C$) in Richtung der c -Kristallrichtung (m_i^{\parallel}) bzw. senkrecht dazu (m_i^{\perp}), können mit Hilfe der sogenannten A -Parameter

berechnet werden [23, 32, 35, 36]. Die Wahl der Parameter bezieht sich hier auf Ref. [35] mit den dort gewählten A-Parametern:

$$\frac{m_0}{m_A^{\parallel}} = A_1 + A_3, \quad (2.2)$$

$$\frac{m_0}{m_B^{\parallel}} = A_1 + \frac{1}{2}A_3 + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{P(0)}{2} \right)^2 + 2\Delta_2^2 \right]^{-1/2} \cdot P(0) \cdot A_3,$$

$$\frac{m_0}{m_C^{\parallel}} = A_1 + \frac{1}{2}A_3 - \frac{1}{4} \left[\left(\frac{P(0)}{2} \right)^2 + 2\Delta_2^2 \right]^{-1/2} \cdot P(0) \cdot A_3,$$

$$\frac{m_0}{m_A^{\perp}} = A_2 + A_4,$$

$$\frac{m_0}{m_B^{\perp}} = A_2 + \frac{1}{2}A_4 + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{P(0)}{2} \right)^2 + 2\Delta_2^2 \right]^{-1/2} \cdot P(0) \cdot A_4,$$

$$\frac{m_0}{m_C^{\perp}} = A_2 + \frac{1}{2}A_4 - \frac{1}{4} \left[\left(\frac{P(0)}{2} \right)^2 + 2\Delta_2^2 \right]^{-1/2} \cdot P(0) \cdot A_4,$$

$$P(0) = \Delta_1 - \Delta_2.$$

Die Leitungsbandmasse wird mit $m_L^{\parallel} = 0.2m_0$ bzw. $m_L^{\perp} = 0.18m_0$ einbezogen. Die so berechneten effektiven Massen werden genutzt, um die Übergangsmatrixelemente am Γ -Punkt $|M_{\perp}|^2$ und $|M_{\parallel}|^2$ für senk-

recht bzw parallel zur c-Kristallachse polarisiertes Licht zu bestimmen [32–34]:

$$|M_{\parallel,A}|^2 = 0, \quad (2.3)$$

$$|M_{\parallel,B}|^2 = b_m^2 M_{pz},$$

$$|M_{\parallel,C}|^2 = a_m^2 M_{pz},$$

$$|M_{\perp,A}|^2 = \frac{1}{2} M_{px},$$

$$|M_{\perp,B}|^2 = \frac{a_m^2}{2} M_{px},$$

$$|M_{\perp,C}|^2 = \frac{b_m^2}{2} M_{px},$$

$$M_{px} = \frac{m_0}{2} \left(\frac{m_0}{m_i} - 1 \right) \frac{E_g [(E_g + \Delta_1 + \Delta_2)(E_g + 2\Delta_2) - 2\Delta_3^2]}{(E_g + \Delta_1 + \Delta_2)(E_g + \Delta_2) - \Delta_3^2},$$

$$M_{pz} = \frac{m_0}{2} \left(\frac{m_0}{m_i} - 1 \right) \frac{(E_g + \Delta_1 + \Delta_2)(E_g + 2\Delta_2) - 2\Delta_3^2}{E_g + 2\Delta_2},$$

$$a_m = \frac{E_2^0}{\sqrt{(E_2^0)^2 + \Delta^2}},$$

$$b_m = \frac{\Delta}{\sqrt{(E_2^0)^2 + \Delta^2}},$$

wobei m_i die Masse des jeweiligen Valenzbandes (Index $i = A, B, C$) und E_2^0 der Energiewert für $k = 0$ ist.

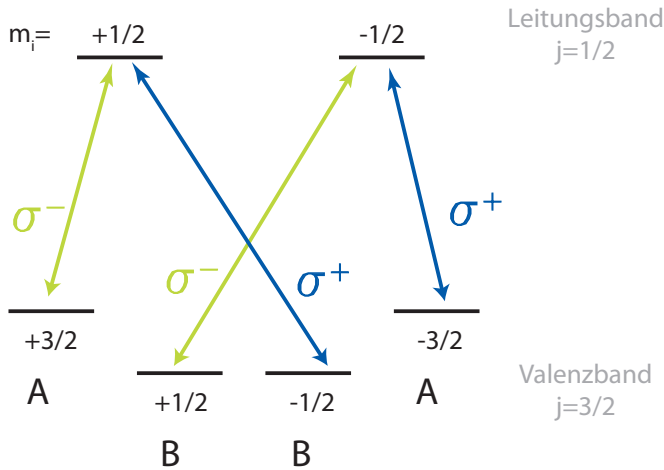


Abbildung 2.4: Skizze zu den optischen Auswahlregeln in Wurtzitkristallen: Durch Anregung mit σ^+ -Licht (blau) und σ^- -Licht (grün) werden Übergänge aus dem A- und B-Valenzband mit gleicher Übergangswahrscheinlichkeit angeregt (Pfeile). Durch die energetische Differenz der beiden Valenzbänder ist es möglich, eine Spinpolarisation durch selektives Anregen zu erzeugen.

2.3 SPINDYNAMIK

Die klassische Bewegung eines Elektrons im Kristall unter Einfluss eines Magnetfelds führt zu einer Bewegung auf einer Kreisbahn. Die Frequenz der Kreisbewegung ist die Zyklotronfrequenz $\omega_Z = \frac{q^* \mathbf{B}}{m_0}$. Die quantenmechanische Betrachtung der Bewegung des Elektrons führt zu einer Aufspaltung der Energieniveaus (Zeemann Aufspaltung) und damit zu einer weiteren Oszillation mit der Larmorfrequenz $\omega_L = \frac{g^* e^* \mathbf{B}}{2m}$. Diese Aufspaltung geht wie folgt in die Schrödingergleichung ein:

$$\mathcal{H}_Z = -\frac{g^* \mu_B}{\hbar} \mathbf{B} \cdot \mathbf{J}, \quad (2.4)$$

mit dem Bohrschen Magneton $\mu_B = e\hbar/(2m)$, der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} , dem effektiven Landé g^* -Faktor g^* und dem Gesamtdrehim-

pulsoperator des Elektrons \mathbf{J} . Hierbei handelt es sich nicht um einen reinen Festkörpereffekt, sondern kann auch für Elektronen im Leitungsband beobachtet werden. Der Gesamtdrehimpuls eines Elektrons im Leitungsband ist durch den Spin gegeben ($l = 0 \Rightarrow j = l + s = s \Rightarrow \mathbf{J} = \sigma$ in Gl. 2.4). Mit den Eigenwerten des Spinoperators führt dies zu einer Aufspaltung der Energieniveaus um $S_z = \pm \frac{\hbar}{2}$. Mit dem Zusammenhang $\Delta E = \hbar\omega$ folgt hieraus ein Ausdruck für die Larmorfrequenz (ω_L):

$$\omega_L = \frac{|g^*|\mu_B B}{\hbar}, \quad (2.5)$$

mit der die beobachtete Spinpolarisation oszilliert.

Eine vorhandene Spinpolarisation (m) im Leitungsband stellt ein Zweiniveausystem dar, dessen Bewegungsgleichungen durch die Blochgleichungen gegeben sind:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_z}{\partial t} &= \frac{\mu_B g^*}{\hbar} (\mathbf{m} \times \mathbf{B})_z - \frac{m_z - m_{z,0}}{T_1}, \\ \frac{\partial m_x}{\partial t} &= \frac{\mu_B g^*}{\hbar} (\mathbf{m} \times \mathbf{B})_x - \frac{m_x}{T_2}, \\ \frac{\partial m_y}{\partial t} &= \frac{\mu_B g^*}{\hbar} (\mathbf{m} \times \mathbf{B})_y - \frac{m_y}{T_2}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Hierbei beschreibt die longitudinale Relaxationszeit (T_1) die Zeit, in der das System in den Grundzustand zurückkehrt und T_2 die transversale Dekohärenzzeit, die angibt wie lange die einzelnen Spins in Phase sind. Das Modell von Pines und Slichter [37] verdeutlicht die Dephasierung eines Spinensembles anhand der Beschreibung des Vorgangs durch eine Zufallsbewegung und gelangt zu einer ähnlichen Definition für T_2 wie Bloch (Gl. 2.6). Das Spinensemble interagiert mit der Umgebung, wodurch eine Änderung $\delta\omega$ in der Präzessionsfrequenz hervorgerufen wird. Das Vorzeichen der Änderung kann bei Betrachtung als Zufallsbewegung variieren, bleibt aber während der Korrelationszeit τ_c konstant. Jede Interaktion mit der Umgebung führt also zu einem Phasenwinkel des Spinensembles $\delta\Phi = \pm\delta\omega\tau_c$. Nach $n = t/\tau_c$ Interaktionsereignissen in der Zeit t sammelt das Spinensemble also einen mittleren Phasenwinkel von

$$\langle \Delta\Phi^2 \rangle = n\delta\phi^2 = t\tau_c(\delta\omega)^2. \quad (2.7)$$

Pines und Slichter definieren nun die Dekohärenzzeit T_2 als die Zeit t , für die der mittlere Phasenwinkel $\langle \Delta\Phi^2 \rangle \approx 1$ ist. Aus Gleichung 2.7 folgt für $t = T_2$,

$$\frac{1}{T_2} = (\delta\omega)^2 \tau_c. \quad (2.8)$$

Dies gilt in dieser Form nur für den Fall einer konstanten Wechselwirkung $\delta\omega$ mit der Umgebung. Im Fall einer statistischen Verteilung der Wechselwirkungsstärke müssen geeignete Mittelwerte in die Betrachtung einbezogen werden. Findet die Änderung des Winkels während des Streuprozesses statt, können $(\delta\omega)^2$ und τ_c unabhängig voneinander gemittelt werden, sodass

$$\frac{1}{T_2} = (\delta\Phi)^2 \tau_c \quad (2.9)$$

gilt [38]. Hängt die Wechselwirkung mit der Korrelationszeit zusammen, findet die Wechselwirkung also zwischen zwei Stoßprozessen statt, muss über den gesamten Ausdruck in Gleichung 2.8 gemittelt werden. Falls die Wechselwirkung nur über einen Bruchteil α des Zeitintervalls τ_c stattfindet gilt,

$$\frac{1}{T_2} = (\delta\omega)^2 \alpha \tau_c. \quad (2.10)$$

Für sehr lange τ_c , wenn das Spinensemble dephasiert ist bevor der erste Streuprozess stattfindet, ist $T_2 = \tau_c$ und es folgt,

$$\frac{1}{T_2} = (\delta\omega). \quad (2.11)$$

Verschiedene Ursachen können zur Spindephasierung führen. Als direktes Resultat der Spin-Bahn Wechselwirkung gelten u.a. der Elliot-Yaffet (EY) und der Dyakonov-Perel-Mechanismus (DP). Letzterer entspricht dem Fall in Gleichung 2.10, wobei $\alpha = 1$ gilt. Des Weiteren folgt aus der Wechselwirkung mit den Löchern im Kristall der Bir-Aronov-Pikus (BAP) Mechanismus.

Die Variation des Landé g-Faktors führt ebenfalls zu einer Dephasierung der Spinpolarisation, die speziell in den späteren Untersuchungen an GaAs eine große Rolle spielt (Abschnitt 5). Der Dyakonov-

Perel (DP) Mechanismus ist sowohl für die Untersuchungen an GaAs als auch an den InGaN/GaN-QW vorrangig und wird im Folgenden genauer vorgestellt. Die anderen Mechanismen sind für die hier untersuchten Vorgänge von geringer Relevanz.

In Kristallen, die keine Inversionssymmetrie besitzen, kann auch ohne externes Magnetfeld eine Energieaufspaltung der Spinzustände vorhanden sein [39]. Diese Aufspaltung im Leitungsband ist abhängig vom Spin und dem \mathbf{k} -Vektor des Elektrons [40]. Hierbei kann der Ursprung der Inversionsasymmetrie verschieden sein. Bei GaAs ist die Inversionssymmetrie im Volumenmaterial durch die Zinkblende-Struktur aufgehoben (engl. bulk inversion asymmetry, BIA). Die Aufspaltung wird durch ein effektives Magnetfeld $\mathcal{H}_D = \frac{\hbar}{2}\Omega(\mathbf{p})$ beschrieben [41, 42]. Dabei ist $\Omega(\mathbf{p})$ ein Vektor, der von der Orientierung und dem Impuls des Elektrons in Relation zu den Kristallachsen (xyz) abhängt[43],

$$\Omega_{\text{BIA}}(\mathbf{k}) \sim \begin{pmatrix} k_x(k_y^2 - k_z^2) \\ k_y(k_z^2 - k_x^2) \\ k_z(k_x^2 - k_y^2) \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Hierbei zeigt Ω_{BIA} die k^3 -Abhängigkeit nach Dresselhaus [39]. In Heterostrukturen (Abschnitt 2.4) kann die Symmetrie ebenfalls reduziert werden (engl. structure inversion asymmetry, SIA) [44]. Dies führt zu einem Term nach Rashba, der linear von k abhängt [43],

$$\Omega_{\text{SIA}}(\mathbf{k}) \sim \begin{pmatrix} k_y \\ -k_x \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.13)$$

wobei hier die Quantisierungsrichtung in z -Richtung gewählt ist. Wichtig für die Dephasierung eines Spinensembles sind Stöße, z.B. an Störstellen im Kristall. Während beim EY der Spin beim Stoßprozess umklappt, ist bei der Dephasierung durch DP die Zeit zwischen zwei Stößen τ_p interessant. Elektronen haben nach einem Stoß einen anderen Impuls ($\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$), somit erfahren sie auch ein anderes effektives Feld, um das sie oszillieren. Es folgt, dass die ursprüngliche Spinpola-

risation nach der Zeit τ_s verloren geht. Der Zusammenhang zwischen τ_s und τ_p ist gegeben durch (siehe Gl.2.10) [41]

$$\frac{1}{\tau_s} \sim \omega_L^2 \tau_p,$$

wobei ω_L hier die Larmorfrequenz im effektiven Magnetfeld angibt. Der Ausdruck hat allerdings nur Gültigkeit für den Fall, dass $\omega_L \tau_p \ll 1$ ist, wenn der Spin also nur wenig rotiert, bis es zu einem Stoß kommt [45]. Wird ein externes Magnetfeld angelegt, sodass $\omega_L \tau_p > 1$ gilt, ist

$$\frac{1}{\tau_s^{\text{DP}}(\text{B})} = \frac{1}{\tau_s(0)} \frac{1}{1 + (\omega_L \tau_p)^2}. \quad (2.14)$$

Es folgt, dass für größere Felder die Spinlebenszeit zunimmt. Bei großen Feldern ist die klassische Elektronenbewegung im externen Magnetfeld so schnell, dass die Larmorfrequenz ω_L durch die Zyklotronfrequenz ω_Z ersetzt werden muss [46].

Spindynamik in Wurtzit

Verschiedene, sich zum Teil kompensierende Einflüsse, beispielsweise durch Verspannung, interne elektrische Felder und lokale Inhomogenitäten (Abschnitt 4.2), führen dazu, dass sich die Spinkohärenzzeit in GaN-basierten Heterostrukturen nicht immer eindeutig dem jeweiligen Effekt zuordnen lässt. Die Ergebnisse reichen von langen Spinlebenszeiten (τ_s) in GaN-Volumenmaterial [47, 48] und InGaN-Quantenfilmen [49, 50] über kurze τ_s in GaN-Volumenmaterial [51] und InGaN-Quantenfilmen [52] bis hin zu nicht vorhandener Spinpolarisation [53] in InGaN-Volumenmaterial. Die Dresselhaus-Spinaufspaltung ($\propto k^3$) in Volumen GaN (12 meV) ist prinzipiell kleiner als in GaAs (340 meV) [51], weswegen eine lange Spindephasierungszeit erwartet wird [54]. Die Asymmetrie in der Wurtzit-Kristallstruktur [55] führt allerdings zu einem zusätzlichen Rashba-artigen Beitrag ($\propto k$) zur Spin-Bahn Wechselwirkung [56], sodass auch in GaN vorrangig der DP-Mechanismus zur Dephasierung der Spinpolarisation beiträgt [47, 57–59]. Dieser zusätzliche Term wird als Wurtzit-Inversionsasymmetrie (WSIA) bezeichnet [55, 58, 60].

Beim Wachstum von InGaN, aber auch GaN, entsteht meist eine hohe Dichte an Versetzungen und Störstellen [61]. Dadurch wird die

Spindephasierung durch den EY-Mechanismus begünstigt, die durch Umklappen der Spins bei der Streuung an Störstellen hervorgerufen wird. Dies ist ein Resultat der Kopplung der Wellenfunktion von Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband mit umgekehrtem Spin [51]. Im Vergleich dazu wird der DP-Mechanismus durch eine verkürzte Streuzeit unterdrückt, sodass je nach Störstellendichte der EY zum einflussreichsten Mechanismus werden kann. Indium neigt dazu sich nicht homogen in der Probe zu verteilen (Abschnitt 4.2.3). Das bringt zum einen Potentialschwankungen mit sich und kann dazu führen, dass überhaupt keine Spinpolarisation erzeugt werden kann [53]. Zum andern können sich aber auch quantenpunktartige Indiuminseln bilden, die durch Elektronenlokalisation die Spindephasierungszeit stark verlängern [49].

Die internen elektrischen Felder in Heterostrukturen führen zu einer Verkleinerung der Oszillatorstärke zwischen den Loch- und Elektronen-Wellenfunktionen [50]. Dies reduziert den Einfluss der Wechselwirkung zwischen Löchern und Elektronen und kann folglich zu einer Verlängerung der Spinlebenszeit führen. Die Dotierung oder Ionenimplantation kann die Dynamik weiterhin verändern, da die Ladungsträger mehr gestreut werden können, oder sich die Überlappung der Wellenfunktionen verändert [58, 59].

Die Temperatur ist ebenfalls von großem Einfluss, aufgrund der Änderung der Impulstreuzzeit [57, 62, 63]. Weiterhin kann durch Anlegen eines externen Magnetfeldes die Aufspaltung der einzelnen Elektrenniveaus beeinflusst werden, was ebenfalls Einfluss auf die Spindynamik nimmt [57, 64].

Prinzipiell ist es nicht leicht eine Spinpolarisation in Wurtzitkristallen zu erzeugen, da die Übergangswahrscheinlichkeit für beide Polarisationen (Spinzustände) gleich ist. Nur durch den energetischen Unterschied von A und B Exziton ist eine selektive Anregung, z.B. mit einem zirkular polarisierten Laser, möglich (Abschnitt 4.2.1). Der energetische Unterschied ist klein, sodass die Anregung mit einer gepulsten Laserquelle häufig zu einer Anregung beider Bänder führt. In Quantenfilmen ist der Abstand der oberen Valenzbänder aufgrund der Einschränkung der Wellenfunktionen erhöht, wodurch die selektive Anregung erleichtert wird. Die vielen unterschiedlichen Einflüsse auf die Spindynamik, die je nach Art des Wachstums und der Struktur der Probe die Dynamik stark verändern, machen die Untersuchung an

InGaN/GaN-QW sehr interessant. Wie auch die Frage, ob die Spindynamik durch die Änderung des Spinzustands einzelner Ladungsträger, oder durch die des Exzitonzustands [64] dominiert wird.

Ob eine Spinpolarisation in den untersuchten Proben erzeugt werden kann und wie schnell diese verloren geht, ist allerdings aufgrund der vielen Einflüsse von vornherein nicht klar. Für den Fall einer Spinpolarisation zeigen Literaturwerte [49, 50], dass diese auf der hoch energetischen Seite der Photolumineszenz anzuregen ist.

2.4 HETEROSTRUKTUREN

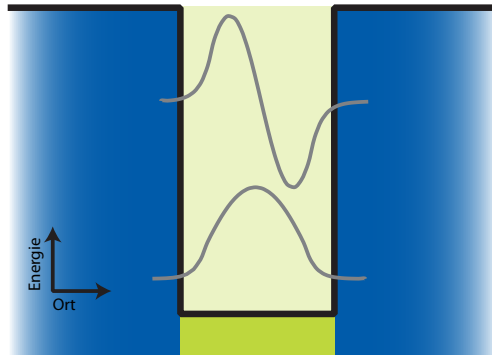


Abbildung 2.5: Einschränkung der Wellenfunktion im Potentialtopf: Durch die unterschiedlichen Potentiale (schwarze Linie) im eingeschlossenen (grün) und umgebenden Medium (blau) entsteht ein Potentialtopf für die Ladungsträger. Die Energieeigenwerte werden in der eingeschlossenen Dimension diskret und die Wellenfunktion (grau) passt sich der räumlichen Ausdehnung des Materials an.

Heutige Wachstumsmethoden [15] haben es ermöglicht, viele Halbleiter bedarfsgerecht miteinander zu kombinieren und damit ihre physikalischen Eigenschaften zu definieren. Werden beispielsweise Schichten unterschiedlicher Dotierung eines Halbleiters verbunden, wird ein p-n Übergang erzeugt, ohne den die heutige Computertechnik nicht denkbar wäre. Es können aber beispielsweise auch unterschiedliche Halbleiter miteinander kombiniert und Quantenfilme (QW), Quantendrähte (QD) oder Quantenpunkte (QP) hergestellt werden. Hierbei

ist die Bandlücke in den unterschiedlichen Materialien von Bedeutung. Werden die zugehörigen Potentiale im Ortsraum betrachtet, so kann ein Potentialtopf (Abbildung 2.5) in bis zu drei Dimensionen realisiert werden [65]. Die Einschränkung der Wellenfunktion führt dazu, dass Elektronen und Löcher im Kristall im gleichen, aktiven Bereich gehalten werden. Daher ist die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den Zuständen erhöht. Die resultierende starke Leuchtfähigkeit wird beispielsweise in modernen Bildschirmen genutzt.

EXPERIMENTELLE METHODEN

Im Folgenden werden die genutzten Untersuchungsmethoden vorgestellt. Auf die ultraschnelle Spinrauschspektroskopie (Abschnitt 3.3) wird hierbei genauer eingegangen, da es eine neue Technik ist, die im Rahmen dieser Arbeit erstmals realisiert wurde. Photolumineszenz (Abschnitt 3.1) und Anrege-Abfrage-Messungen (Abschnitt 3.2) sind etablierte Untersuchungsmethoden, auf die nicht genauer eingegangen wird. Die gewählte Konfiguration und der benutzte Aufbau, sowie deren Besonderheiten werden jedoch kurz vorgestellt.

3.1 ZEIT- UND POLARISATIONSAUFGELÖSTE PHOTOLUMINESZENZ

Ein Elektron kann vom Grundzustand in einen höheren energetischen Zustand angeregt werden. Dieser Zustand ist nicht stabil, sodass das Elektron nach der Lebenszeit des angeregten Zustands (τ_1) wieder in den Grundzustand zurückkehrt. Die dabei überwundene Energie kann in Form von Photonen freigesetzt werden. Die Zeitkonstante τ_r , mit der die Elektronen über optische Rekombination in den Grundzustand übergehen, ist eine messbare Eigenschaft des ausgesendeten Lichts. Im Allgemeinen wird das ausgesendete Licht als Lumineszenz oder Fluoreszenz bezeichnet. Wird der Festkörper mit (Laser-) Licht angeregt, so wird von der Photolumineszenz (PL) gesprochen. Bei klassischen PL-Messungen wird die PL durch Laser im Dauerstrichbetrieb erzeugt

und das eingesammelte Licht mit Hilfe eines Spektrometers spektral aufgefächert, sodass Übergänge unterschiedlicher Energie getrennt voneinander betrachtet werden können. Wichtig ist, dass in der Regel nur Übergänge detektierbar sind, die optisch aktiv sind und deren Anregung resonant oder mit höherer Energie erfolgt. Auch für die Rekombination gelten die optischen Auswahlregeln [66] (Abschnitt 2.2), sodass in der Regel eine Spinpolarisation nachgewiesen werden kann.

Ist das zeitliche Verhalten der Anregung von Interesse, wird ein gepulster Laser benutzt und die PL zu unterschiedlichen Zeiten betrachtet. Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wird die zeitaufgelöste Photolumineszenz mit Polarisationsauflösung entsprechend der Skizze in Abbildung 3.2 genutzt. Als Anregungslaser dient ein modengekoppelter Titan:Saphir-Femtosekundenlaser (Coherent Mira 900) mit einer durchstimmbaren Wellenlänge von etwa 700 nm bis 900 nm. Die Laser-Repetitionsrate liegt bei 80 MHz und die Pulslänge beträgt etwa 200 fs. Mithilfe eines β -Bariumborat (β -BaB₂O₄, kurz: BBO) Kristalls wird eine Frequenzverdopplung [67–70] der Laserenergie erzeugt, sodass die passende Wellenlänge für die Untersuchungen an den InGaN-QWs erreicht wird. Hinter der Frequenzverdopplung ist die gemessene spektrale Breite des Laserpulses größer als die über die Unschärferelation berechnete Breite eines idealen Laserpulses mit ~ 200 fs Pulslänge. Aufgrund des kleinen energetischen Abstandes zwischen den A- und B-Bändern der InGaN-QWs ist zusätzlich ein Bandpassfilter eingebaut, der den Anregungsstrahl auf eine spektrale Breite von ~ 3 nm $\equiv 18$ meV verschmälert. Das linear polarisierte Licht des Anregungslasers wird mit einem Soleil-Babinet-Kompensator (SB) in zirkular polarisiertes Licht umgewandelt. Die Probe befindet sich zwischen Saphirfenstern eingeklemmt in einer Druckzelle (Abb. 3.1). Ein Metallstempel kann hydraulisch nach vorne gedrückt werden, um Druck auf die Probe auszuüben. Die maximale Kraft, die durch den Stempel aufgebracht werden kann, ist mit 500 N spezifiziert. Je nach Probengröße kann ein uniaxialer Druck von einigen hundert MPa angelegt werden. Der Laser wird über eine achromatische Linse mit einer Brennweite von $f = 20$ cm auf die Probe fokussiert, wobei durch die gleiche Linse die PL wieder eingesammelt wird. Der eingesammelte Anteil der PL wird mit einer weiteren Linse auf den Eingangsspalt eines Spektrometers fokussiert. Bevor das Licht dort

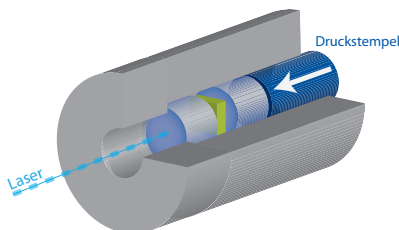


Abbildung 3.1: Skizze der Druckzelle: Die Probe (grün) befindet sich zwischen zwei Saphirfenstern (hellblau) eingeklemmt in der Druckzelle. Durch einen hydraulisch beweglichen Stempel (dunkelblau) kann die Probe gegen die vordere Zellenwand (grau) gedrückt werden. In der vorderen Wand ist ein Loch, durch das der Laser (gestrichelte Linie) die Probe fokussiert wird.

ankommt, durchläuft es einen Flüssigkristallverzögerer (engl.: Liquid Crystal Retarder, LCR) und darauf folgend einen Linearpolarisator. Die Verzögerung des LCR kann elektrisch eingestellt werden und erlaubt, dass computergesteuert (Labjack) zwischen der Detektion von links- und rechtszirkularem Licht geschaltet werden kann. Nach den optischen Auswahlregeln (Abschnitt 2.2) kann somit eine Spinpolarisation m detektiert werden. Diese wird berechnet, indem die Intensitäten der jeweiligen Polarisation voneinander subtrahiert und auf die Gesamtintensität normiert werden

$$m = \frac{I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}}{I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-}}. \quad (3.1)$$

Im Spektrometer wird die PL energetisch aufgefächert und dann in eine Schmierbildkamera (engl.: Streak Camera) reflektiert (Anhang A). Hier treffen die Photonen auf eine Photokathode, aus der sie Elektronen auslösen. Diese werden durch eine konstante Spannung in Richtung eines Phosphorschirms beschleunigt, dessen Phosphoreszenz mit einer CCD-Kamera detektiert wird. Gleichzeitig wird senkrecht dazu eine oszillierende, mit dem Anregungslaser synchronisierte Spannung angelegt. Diese lenkt die Elektronen proportional zum zeitlichen Austreten aus der Kathode ab. Es resultiert eine Verteilung der Elektronen auf dem Phosphorschirm und folglich auch auf der CCD-Kamera,

die horizontal durch das Spektrometer und vertikal durch die variierende Spannung vorgegeben wird. Das resultierende Bild ist also eine dreidimensionale Aufnahme ($x = \text{Energie}$, $y = \text{Zeit}$, $z = \text{PL-Intensität}$) der Photolumineszenz (Abb. 3.2, A). Das betrachtete Zeitfenster kann in vier Schritten zwischen 160 ps und 2100 ps variiert werden. Die bestmögliche Auflösung wird im kleinsten Zeitfenster erzielt und liegt etwa bei 3 ps.

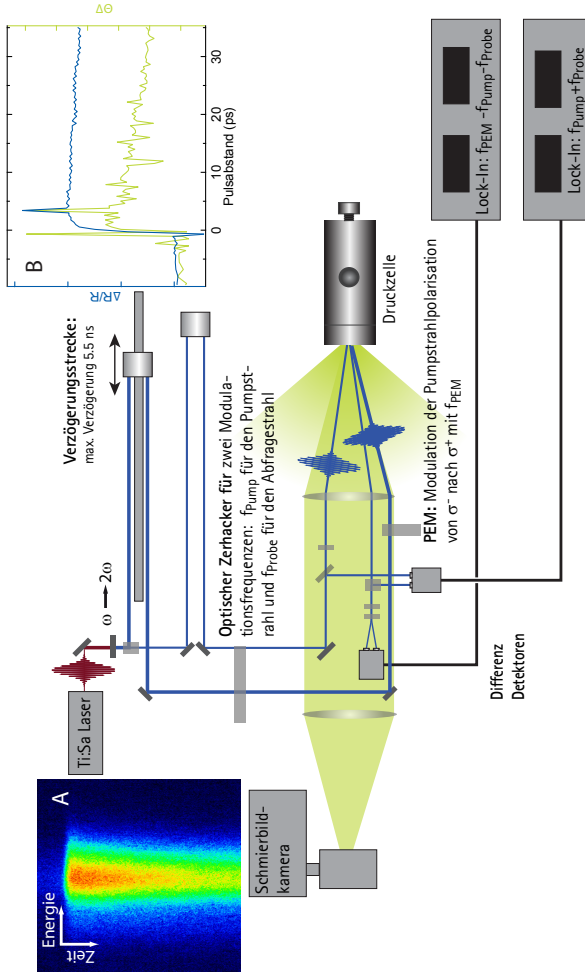


Abbildung 3.2: Versuchsaufbau für die zeitaufgelöste Photolumineszenz und die Anrege-Abfrage-Experimente: Der gepulste Ti:Sa-Laser wird in Anrege- und Abfragepuls aufgeteilt. Während der Abfragepuls einen statischen Weg zur Probe nimmt, kann der Anregungsweg durch die Verzögerungsstrecke in ihrer Länge variiert werden und trifft mit einem zeitlichen Unterschied von -1.2 ps bis 5.5 ps auf die Probe. Der Rückreflex des Abfragepulses wird auf zwei unterschiedliche, abgeglichenen Detektoren geleitet und auf Reflektivitätsänderung $\Delta R/R$ und Polarisationsdrehung θ untersucht (Beispielmessung B). Zusätzlich kann die Photolumineszenz mit der Schmierbildkamera zeitlich und energetisch untersucht werden (Beispielmessung A). Hierbei wird nur einer der beiden Laserarme zur Anregung genutzt (typischerweise der Abfragearm).

3.2 ANREGGE-ABFRAGE-EXPERIMENT

Für die Untersuchung der Spindynamik in InGaN-QWs wird ein Anrege-Abfrage-Experiment genutzt, mit dem eine höhere Zeitauflösung als 3 ps erreicht wird [71]. Hierbei wird der Versuchsaufbau so realisiert, dass prinzipiell zeitaufgelöste Photolumineszenz und Anrege-Abfrage-Messungen parallel durchgeführt werden können. Es wird der gleiche Laser wie in Abschnitt 3.1 mit der anschließenden Frequenzverdopplung genutzt.

Bei der Anrege-Abfrage-Untersuchungsmethode werden zwei Pulse benötigt. Ein Puls wird im Folgenden als Anregungspuls, der andere als Abfragepuls bezeichnet. Die Aufteilung erfolgt mit einer Halbwellenplatte und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel, mit dem das Intensitätsverhältnis der beiden Pulse eingestellt werden kann, wobei der Anregungspuls immer auf eine höhere Intensität als der Abfragepuls eingestellt wird (~ 10 -fach). Zur Variation des zeitlichen Abstands zwischen den beiden Pulsen werden sie auf unterschiedlichen Wegen zu der untersuchten Probe geführt. Im vorgestellten Experiment folgt der Abfragestrahl einem statischen Strahlengang. Der Anregungspuls verläuft über eine Verzögerungsstrecke, die computergesteuert über eine Länge von etwa einem Meter variiert werden kann.¹ Der Strahl trifft am Ende der Strecke auf einen Retroreflektor und wird parallel zum einfallenden Strahl zurück reflektiert. Folglich ergibt sich eine Änderung des zurückgelegten Weges des Anregungspulses von maximal zwei Metern und somit ein Zeitunterschied zum Abfragepuls von bis zu ~ 6.7 ns. Tatsächlich ist in dem gezeigten Aufbau ein negativer zeitlicher Abstand möglich, sodass ein Zeitbereich von -1.2 ns bis 5.5 ns untersucht werden kann.

Beide Strahlen werden auf die Probe in der Druckzelle fokussiert. Die Detektion beschränkt sich auf den Abfragepuls in Reflexion. Mit dem intensiven Anregungspuls werden Elektronen in ein höheres Energieniveau angehoben, was zu einem „Ausbleichen“ des Übergangs führt. Trifft der Abfragepuls auf die angeregte Probe, sind weniger Ladungsträger im Grundzustand oder zu viele im angeregten Zustand vorhanden und der Abfragepuls wird weniger stark absorbiert, dafür

¹ Es wird der Anregungspuls variiert, damit der Abfragepuls zusätzlich für die Photolumineszenz genutzt werden kann. Bei ausreichender Signalstärke können dadurch beide Experimente gleichzeitig stattfinden.

aber stärker reflektiert. Erreicht der Abfragepuls die Probe vor dem Anregungspuls oder nachdem die angeregten Elektronen wieder in ihren Grundzustand übergegangen sind, wird er stärker absorbiert und folglich weniger stark reflektiert. Aus diesem Zusammenhang folgt, dass die Änderung der Reflektivität mit dem Pulsabstand in direkter Verbindung steht mit der Ladungsträgerlebenszeit des angeregten Zustands. Während die zeitaufgelöste Photolumineszenz zwar durch nicht strahlende Prozesse beeinflusst wird, ist die direkt gemessene Größe aber die strahlende Lebenszeit des angeregten Zustands τ_r . Bei den Anrege-Abfrage-Experimenten ist die gemessene Zeit die Verweildauer τ_l im angeregten Zustand und bezieht somit direkt die nicht strahlenden Prozesse mit ein.

Die gemessene Reflektivität wird typischerweise als die differentielle Reflektivität bzw. die Änderung der Reflektivität

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R - R(\Delta t)}{R}$$

dargestellt [66]. Dabei ist $R = R(\infty)$ die, über den Zeitbereich bevor der Anregungspuls die Probe erreicht, gemittelte Reflektivität und $R(\Delta t)$ die Reflektivität beim Pulsabstand Δt .

Die hier gezeigte Detektion erfolgt mit einem abgeglichenen Fotodetektor (NewFocus Nirvana 2007). Ein Teil des Abfragepuls vor der Probe wird auf die Referenzdiode des Detektors geleitet, dies entspricht dem Wert vor dem Anregungsereignis. Auf die Signaldiode trifft ein Teil des Rückreflexes von der Probe (Abb. 3.2). Der Detektor bildet die Differenz aus Signal- und Referenzdiode, sodass der gemessene Wert der differentiellen Reflektivität entspricht. Ein weiterer positiver Effekt dieser Differenzmethode ist, dass durch den ständigen Vergleich der Teilintensitäten Änderungen der Laserintensität ebenfalls aus dem Signal entfernt werden.

Der nicht genutzte Teil des Rückreflexes wird auf ein Halbwellenplättchen geleitet und trifft danach auf ein Wollaston Prisma (WP) mit dem das Laserlicht nach den linearen Polarisationskomponenten senkrecht und parallel zur Einfallsebene getrennt wird. Diese treffen getrennt voneinander auf je eine der Dioden eines zweiten abgeglichenen Detektors (Femto OE-200-Si). Dieser detektiert die Rotation der Polarisationsrichtung (Abschnitt 3.3.2) und ist damit ein Maß für die Spinpolarisation in der Probe (Kerr-Rotation), die durch den zirku-

lar polarisierten Anregungspuls erzeugt wird. Die Ausgangssignale der abgeglichenen Fotodetektoren werden jeweils an einen LockIn-Verstärker weitergegeben (Stanford Research SR 830), von denen jeder als sehr schmaler Bandpassfilter dient und nur Signale detektiert und verstärkt, die mit einer Referenzfrequenz moduliert werden. Die Polarisation der Anregung wird mithilfe eines photoelastischen Modulators (Hinds Instruments, PEM mit $f_{\text{PEM}} = 50.1 \text{ kHz}$) zwischen rechts- und linkszirkular moduliert. Zudem durchläuft der Puls einen optischen Zehacker, sodass er mit einer Frequenz ($f_{\text{Pump}} = 1.65 \text{ kHz}$) geblockt wird. Der Abfragepuls durchläuft ebenfalls einen optischen Zehacker, allerdings mit einer anderen Frequenz ($f_{\text{Probe}} = 2.3 \text{ kHz}$). Der LockIn-Detektor für die Reflektivitätsänderung erhält als Referenz die Summe der beiden Zehackerfrequenzen

$$f_{\text{LockIn I}} = f_{\text{Pump}} + f_{\text{Probe}},$$

sodass nur ein Signal detektiert und verstärkt wird, wenn Anregungs- und Abfragepuls auf die Probe treffen². Die Detektion der Spinpolarisation folgt aus der Differenz der Zehackerfrequenzen und der Polarisationsmodulation durch den PEM

$$f_{\text{LockIn II}} = f_{\text{PEM}} - (f_{\text{Pump}} + f_{\text{Probe}}).$$

3.3 ULTRASCHNELLE SPINRAUSCHSPEKTROSKOPIE

Die ultraschnelle Spinrauschspektroskopie (USNS) ist eine Weiterentwicklung der klassischen Spinrauschspektroskopie (SNS), in der die Vorzüge der ultraschnellen Spektroskopie mit denen der Spinrauschspektroskopie kombiniert werden. Als Resultat erhält man eine Untersuchungsmethode, die kaum Einfluss auf das zu untersuchende System nimmt und eine zeitliche Auflösung im ps-Bereich liefert. Da die Realisierung dieser Untersuchungsmethode ein großer Bestandteil dieser Arbeit ist, wird im Folgenden etwas genauer auf die SNS und deren Grundlagen eingegangen (Abschnitt 3.3.1), bevor die Details der USNS in Abschnitt 3.3.2 genauer vorgestellt werden.

² Da die Zehackerfrequenzen im kHz Bereich und der Pulsabstand zwischen Anregung und Abfrage im ps bis ns Bereich liegt, ist die Aussage, dass beide Pulse auf die Probe treffen gerechtfertigt. Tatsächlich treffen sie aufgrund der zeitlichen Verzögerung durch die Verzögerungsstrecke nicht gleichzeitig auf die Probe.

3.3.1 Spinrauschspektroskopie

Die zuvor vorgestellten Untersuchungsmethoden basieren auf einer initialen Anregung des untersuchten Systems. Bei der Spinrauschspektroskopie [72] wird das System nicht angeregt, sondern nur dessen Fluktuationen im thermodynamischen Gleichgewicht untersucht.

Nach dem Fluktuations-Dissipationstheorem [10, 73] ist die Antwort eines Systems auf eine externe Störung direkt verknüpft mit dessen Fluktuation im thermodynamischen Grundzustand. Daraus folgt, dass auch im ungestörten System die Information der Spindynamik enthalten ist. Erste Überlegungen hierzu gab es schon von F. Bloch [74] in Bezug auf Kernspins und wurde zunächst in der Atomphysik zur Untersuchung von Atomgasen genutzt [75, 76]. Seit 2005 findet SNS auch Anwendung in der Festkörperphysik [77] und hat seither ihre Vielfältigkeit in vielen Versuchen zur Untersuchung der Spindynamik in unterschiedlichen Halbleitersystemen unter Beweis gestellt.

Der Anwendungsbereich reicht von der Mikrosekunden langen Spinlebenszeit in einzelnen Quantenpunkten [78, 79] und donatorgebundenen Elektronen in GaAs [80] über Nanosekundendynamiken in Quantenfilmen [81], bis hin zu schnellen Prozessen freier Elektronen bei hohen Magnetfeldern [82, 83] oder hohen Temperaturen [84]. Dabei beschränken sich die Untersuchungen nicht nur auf GaAs, sondern wurden beispielsweise auch in Wurtzit-Kristallen an Zinkoxid realisiert [85]. Weiterhin ist eine räumliche Auflösung gegeben, sodass auch eine Charakterisierung von Proben möglich ist [86].

Die mittlere Spinpolarisation im thermodynamischen Gleichgewicht ist $m = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = 0$. Hierbei ist $N_{\uparrow, \downarrow}$ jeweils die Anzahl der Ladungsträger mit Spin up und Spin down. Die Fluktuation um das Gleichgewicht, die Standardabweichung σ_m , ist hingegen ungleich null. Zu einem beliebigen Zeitpunkt liegt also eine stochastische Spinpolarisation in der Probe vor. Wird die Probe mit linear polarisiertem Licht bestrahlt, welches per Definition zu gleichen Teilen aus rechts- (σ_+) und linkszirkular polarisiertem (σ_-) Licht besteht, führt die Spinpolarisation zu einem Ausbleichen des jeweiligen Übergangs gemäß der optischen Auswahlregeln in Abschnitt 2.2. Daraus folgt mit der Kramers-Kroenig Relation [87] eine spinabhängige Doppelbrechung für σ_+ und σ_- -Licht. Diese Doppelbrechung führt zu einer Rotation θ der linearen Polarisation, wie sie durch den Faraday-Effekt beschrie-

ben wird [74]. Auch hierfür gilt, dass die mittlere Polarisationsdrehung $\langle \theta \rangle = 0$ ist, während die Standardabweichung einen Wert ungleich null annimmt, $\sigma_\theta \neq 0$. Die Absorption und der Brechungsindex (Imaginär- und Realteil des komplexen Brechungsindex) besitzen unterschiedliche Abhängigkeiten von der Wellenlänge (Lorentz-Oszillatormodell) [88], was es ermöglicht den Effekt zu messen, ohne das System signifikant anregen zu müssen. Hierzu kann der „Anregungs“-Laser energetisch zur Resonanz verstimmt werden, sodass keine signifikante Absorption auftritt.

Typischerweise wird eine Spinrauschmessung mit einem Dauerstrichlaser durchgeführt. Die Detektion erfolgt mit einer „optischen Brücke“, die aus einem Halbwellenplättchen, einem Wollaston Prisma und einem abgeglichenen Detektor besteht. Das WP teilt das Licht in die beiden senkrechten Komponenten der Polarisation auf. Diese werden dann auf je eine der beiden Dioden am abgeglichenen Detektor geleitet. Mit dem Halbwellenplättchen kann die lineare Polarisation so gedreht werden, dass beide Dioden die gleiche Lichtintensität messen. Der abgeglichene Detektor bildet die Differenz der beiden detektierten Intensitäten an den Dioden, sodass eine Rotation der Polarisation in eine Abweichung der gemessenen Spannung von null umgewandelt wird. Diese Spannung wird dann mit einer schnellen Fourier-Analyse ausgewertet. Dabei werden Maxima in der Rauschleistung bei der Larmorfrequenz (bei angelegtem Magnetfeld) detektiert. Mit diesen Maximalwerten und der Verteilung um den Maximalwert können Rückschlüsse auf den g-Faktor, die Spindephasierungsrate und die Anzahl der beteiligten Ladungsträger gezogen werden. Die technische Umsetzung und weitere Details zur Spinrauschspektroskopie sind ausführlich in Ref. [72] beschrieben.

3.3.2 *Ultraschnelle Spinrauschspektroskopie*

Kurze Spinlebenszeiten resultieren in einer sehr breiten Verteilung der gemessenen Spinrauschleistung. Eine Messung einer breiten Verteilung auf einem Rauschhintergrund durch das unvermeidbare Laser-Schrotrauschen stellt ein technisches Problem dar [11]. Weiterhin ist die Detektionsbandbreite der verfügbaren rauscharmen Detektoren technisch auf Bereiche im GHz Bereich begrenzt [89].

Ein erster Schritt, diese Limitierung zu überwinden ist der Einsatz eines gepulsten Lasers [82]. Weiterführend haben Starosielec und Hägele 2008 die Theorie zur ultraschnellen Spinrauschspektroskopie vorgestellt [11], die im Rahmen dieser Arbeit erstmals³ realisiert wird [83, 91]. Ein zusätzlicher Vorteil der USNS ist, dass die Messungen zeitlich interpretiert werden können, ohne eine Fouriertransformation durchführen zu müssen. Damit reduziert sich der Rechenaufwand in der Datenverarbeitung, sodass diese deutlich schneller ablaufen kann.

Messprinzip

Bei der ultraschnellen Spinrauschspektroskopie wird die korrelierte Drehung der Polarisation $\langle \theta(t_i)\theta(t_i + \Delta t) \rangle$ zweier identischer, linear polarisierter, ultrakurzer (hier: ≈ 3 ps) Laserpulse gemessen, die zum Zeitpunkt t_i und $t_i + \Delta t$ auf die Probe treffen. Der zeitliche Abstand Δt zwischen den beiden Pulsen kann variiert werden, während der zeitliche Abstand zu den nächsten beiden Pulsen durch die Repetitionsrate der genutzten Laser mit $f_{\text{rep}} = 80$ MHz vorgegeben ist. Es ist zu betonen, dass durch den ersten Puls zum Zeitpunkt t_i keine Spinpolarisation erzeugt, sondern wie bei der SNS nur die stochastische Fluktuation abgefragt wird. Dementsprechend ist auch das mittlere Signal der Polarisationsdrehung wie bei der SNS null und nur die Varianz σ_θ bleibt erhalten. Die Nutzung eines Detektors mit einer zeitlichen Auflösung, die kleiner ist als Δt , aber größer als der Abstand zwischen den Pulspaaren, erlaubt es, mit einem Messpunkt die Gesamtpolarisationsdrehung

$$\theta = \theta(t_i) + \theta(t_i + \Delta t),$$

zu messen. Experimentell ist die Gesamtpolarisationsdrehung nicht direkt messbar, da das Signal durch Laser-Schrotrauschen und elektrisches Rauschen überdeckt wird [11]. Diese unerwünschten Rauschkomponenten sind allerdings nicht von Δt abhängig und können durch eine ausreichende Anzahl an Messungen weggemittelt werden. Weiterhin führen die Rauschanteile zu einem konstanten Hintergrund

³ Der Experimentelle Aufbau ist in Zusammenarbeit mit Fabian Berski entstanden. Der Aufbau ist in dessen Dissertation [90] ebenfalls vorgestellt.

der Messung. Durch Quadrieren und Mitteln des gemessenen Signals erhält man

$$\langle \theta^2 \rangle = \xi \left(\langle \theta^2(t_i) \rangle + \langle \theta^2(t_i + \Delta t) \rangle \right) + 2\xi \langle \theta(t_i)\theta(t_i + \Delta t) \rangle \quad (3.2)$$

bei einem gegebenen Δt . Hierbei ist ξ ein Vorfaktor, der durch die Anzahl der Photonen in den beiden Pulsen und dem Umwandlungsfaktor des Detektors gegeben ist, $\langle \theta(t_i)\theta(t_i + \Delta t) \rangle$ ist die korrelierte Polarisationsdrehung [11]. Die Beiträge der einzelnen Pulse $\langle \theta^2(t_i) \rangle$ und $\langle \theta^2(t_i + \Delta t) \rangle$ sind unabhängig von Δt . Dies folgt aus der stochastischen Natur der Polarisationsdrehung, sodass es keinen Einfluss auf den Mittelwert der Polarisationsdrehung hat, zu welchem Zeitpunkt die Fluktuation der Polarisierung eines einzelnen Pulses betrachtet wird. Es gilt also: $\langle \theta(t_i)^2 \rangle = \langle \theta(t_i + \Delta t)^2 \rangle = \langle \theta(0)^2 \rangle$. Damit ist die einzige von Δt abhängige Messgröße die Korrelation der beiden Polarisationsdrehungen $\langle \theta(t_i)\theta(t_i + \Delta t) \rangle$.

Die Situation kann folgendermaßen verdeutlicht und modelliert werden: Zu einem beliebigen Zeitpunkt t_i detektiert der erste Puls eine beliebige Polarisationsdrehung $\theta(t_i)$. Aufgrund des stochastischen Ursprungs dieser Spinpolarisation ändert sie sich, sodass zu einem späteren Zeitpunkt die Polarisationsdrehung $\theta(t_i + \Delta t)$ aus der ursprünglichen Polarisationsdrehung mit $\theta(t_i + \Delta t) = \theta(t_i) + \Delta\theta(\Delta t)$ hervorgeht. $\Delta\theta(\Delta t)$ setzt sich zusammen aus $n \cdot \delta\phi$ Änderungen des Rotationswinkels in beliebige Richtungen und einer zusätzlichen Oszillation mit $\cos(\omega_L \Delta t)$, falls ein externes Magnetfeld eine Larmorpräzession der Spins verursacht. Das gemessene Signal $X^2(\Delta t)$ ist demnach:

$$X^2(\Delta t) = \cos(\theta(t_i)) \cdot \cos(\theta(t_i) + n \cdot \delta\phi + \omega_L \cdot \Delta t) + \text{Rauschen.}$$

Hierbei steigt die Änderungsanzahl n mit zunehmendem Δt an. Gleichzeitig sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass beide Pulse die gleiche Rotation messen. Für $\Delta t = 0$ ist $n = 0$, sodass die beiden Pulse die gleiche Polarisationsdrehung messen und damit immer maximal korreliert sind. Nach dem Modell von Pines und Slichter (Abschnitt 2.3) ist $\delta\phi$ mit Spindephasierungszeit (τ_s) verknüpft, sodass ein kurzes τ_s gleichzusetzen ist mit einer größeren Änderung $\delta\phi$ innerhalb eines Zeitschritts Δt . Wie in Abbildung 3.3 gezeigt, führt die zufällige Änderung $\delta\phi$ zu einem verrauschten Signal, dem die äußere Larmorfrequenz aufgeprägt ist. Zusätzliches Laser-Schrotrauschen und

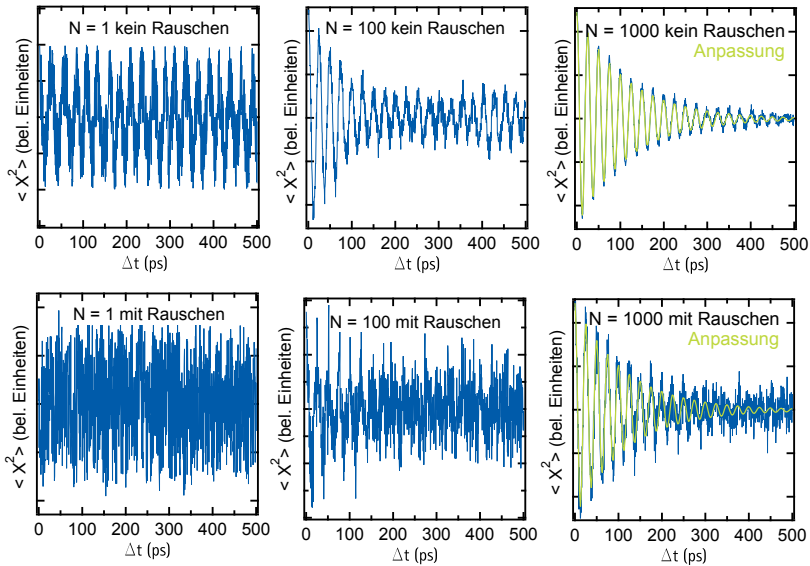


Abbildung 3.3: Modell Spinrauschen: **obere Reihe** Die Fluktuation der Spinpolarisation ohne elektrisches und Laser-Schrotrauschen. Das Signal oszilliert mit der Larmorfrequenz ist aber ansonsten verrauscht, da die Polarisationsdrehung stochastisch verteilt ist. Durch eine ausreichende Anzahl an Mittelungen (N) wird die Dynamik immer besser sichtbar und stimmt mit der Anpassung (grün) nach Gl. 3.3 überein. **untere Reihe** Vorhandenes elektrisches und Laser-Schrotrauschen verdeckt die Larmorpräzession, die erst nach einer ausreichenden Anzahl an Mittelungen wieder sichtbar wird.

elektrisches Rauschen überdecken auch diese Prägung und führen zu einem rauschdominierten Signal. Dieses zusätzliche Rauschen ist unabhängig von Δt und kann durch ausreichendes Mitteln minimiert werden. Bei der gemittelten Korrelation einer größeren Anzahl an Messungen (N) wird die Dynamik sichtbar und es wird deutlich, dass Pulse mit kurzem Abstand stärker korrelierte Signale messen, als weiter entfernte. Wird nun über $X^2(\Delta t)$ gemittelt und das Ergebnis in

Abhängigkeit von Δt betrachtet, so erhält man den Ausdruck für die Autokorrelation

$$\langle X^2(\Delta t) \rangle = \frac{1}{2} e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_s}} \cos(\omega_L \Delta t), \quad (3.3)$$

was genau dem gemessenen (gemittelten, quadrierten) Signal entspricht und als Anpassungsfunktion an die Daten genutzt wird. Anhand von Gleitkali 3.3 wird klar, dass mit der Messung eine Aussage über die Dephasierungszeit τ_s und die Larmorfrequenz ω_L und folglich bei bekanntem Magnetfeld auch über den effektiven Landé g -Faktor getroffen werden kann.

Versuchsaufbau

Die ultraschnelle Spinrauschspektroskopie kann auf verschiedene Arten realisiert werden. Eine erste Art der USNS mithilfe zweier Laser, die mit leicht unterschiedlicher Frequenz betrieben werden, ist in den Referenzen [83, 92] beschrieben. Hierbei wird, wie bei der SNS, eine Fourieranalyse ausgeführt. Die Messung wird in Bereiche unterteilt, die ein Korrelationssignal enthalten ($\Delta t \ll \tau_s$ und $\Delta t \gg \tau_{\text{rep}} - \Delta t$) und Bereiche in denen keine Korrelation zu erwarten ist ($\tau_s \ll \Delta t \ll \tau_{\text{rep}} - \Delta t$). Diese Unterteilung erlaubt eine intrinsische Hintergrundkorrektur durch die signallosen Bereiche. Der Nachteil dieser Realisierung ist, dass immer die gesamte Zeit τ_{rep} zwischen zwei Pulsen abgefragt wird. Im Falle einer Spinlebenszeit von $\tau_s \sim 200$ ps und $\tau_{\text{rep}} = 12.5$ ns, führt dies zu einem deutlichen Missverhältnis zwischen Signal und Hintergrundbereichen und damit zu einer schlechten Zeitabdeckung des Experiments. Für den Fall, dass τ_s größer als τ_{rep} ist, bietet die resonante Spinrauschspektroskopie eine Lösung und erweitert somit die Bandbreite der USNS auch auf lange Dephasierungszeiten, ohne dabei das ausgezeichnete Signal-Rausch-Verhältnis zu verlieren [84].

Die Untersuchungen in dieser Arbeit werden mit der in Abbildung 3.4 dargestellten Realisierung der USNS durchgeführt, bei der stufenweise der zeitliche Abstand zwischen den Pulsen zweier Laser verändert werden kann. Für die Gewährleistung einer räumlichen Strahlüberlappung werden beide Laserquellen je in einen polarisationserhaltenden Einmodenlichtwellenleiter eingekoppelt und durch einen faserbasierten 50:50 Strahlteilerwürfel miteinander kombiniert.

Ein Ausgang des Wellenleiters wird als Signalquelle (Signalarm) für das Experiment genutzt, der andere dient der Kalibrierung der Zeitachse und zur Überwachung der Laserquellen (Referenzarm). Die lineare Polarisationsrichtung des Laserlichtes wird durch je ein Halbwellenplättchen auf die langsame Achse des Lichtwellenleiters ausgerichtet⁴. Am Ausgang des Signalarms befindet sich ein Linearpolarisator mit einer Unterdrückung besser als 10^5 , sodass nahezu nur p-polarisiertes Licht für die Messung der Spindynamik genutzt wird. Die kombinierte Laserstrahlung wird mit einer achromatischen Linse auf die Probe fokussiert und nach der Transmission mit einer zweiten achromatischen Linse wieder kollimiert.

Die Hintergrundkorrektur wird nicht wie bei der klassischen SNS durch ein verändertes Magnetfeld durchgeführt, sondern es wird ein EOM verwendet, mit dem der Versuchsaufbau sensitiv oder nicht sensitiv für die Polarisationsdrehung des Laserlichts geschaltet wird. Dieses Verfahren wird im späteren Verlauf noch genauer beschrieben.

⁴ Die langsame Achse des Lichtwellenleiters ist weniger anfällig bei Temperaturänderung und führt zu einem stabileren Signal im Vergleich zur Orientierung entlang der schnellen Achse des Lichtwellenleiters

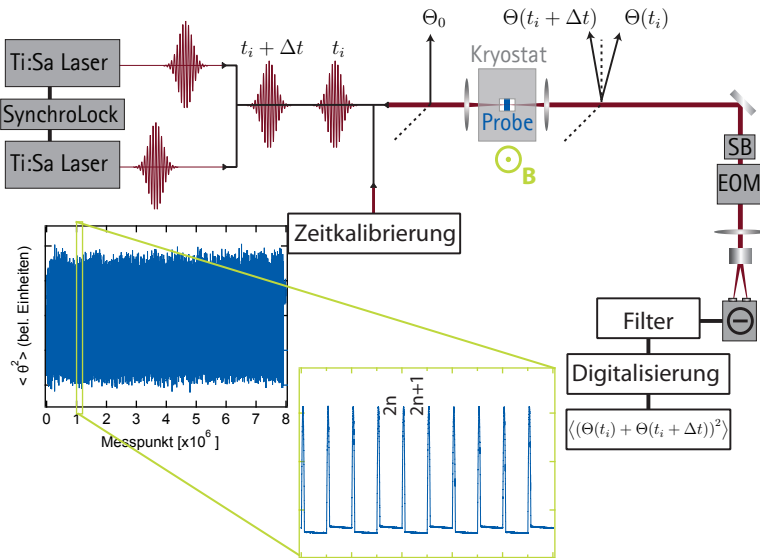


Abbildung 3.4: Versuchsaufbau für die ultraschnelle Spinrauschspektroskopie: Zwei zeitlich variable, aufeinander abstimmbare Laseroszillatoren werden durch einen fasergekoppelten Strahlteilerwürfel miteinander kombiniert. Ein Arm wird zur Zeitkalibrierung verwendet (Abb. 3.5). Durch den zweiten Arm werden die Pulse auf die Probe geleitet, die sich in einem Kryostaten mit einer Mindesttemperatur von 1.2 K und einem maximalen Magnetfeld von 8 T befindet. Hinter der Probe wird die, über ein Pulspaar gemittelte, Polarisationsdrehung mit einer optischen Brücke gemessen. Hierbei kann mithilfe eines elektrooptischen Modulators die Sensitivität der Detektion ein- und ausgeschaltet werden. Zur weiteren Verarbeitung wird das Signal digitalisiert und über mehrere Messreihen gemittelt. Die eingefügte Grafik zeigt beispielhaft einen aufgenommenen Datensatz mit 8 Mio. Datenpunkten. Zusätzlich ist ein Teilausschnitt vergrößert dargestellt in dem die einzelnen Verzögerungsbereiche des elektrooptischen Modulators zu erkennen sind (Abb. 3.6).

EINSTELLUNG UND KALIBRIERUNG DES PULSABSTANDES:

Für die Erzeugung der zwei Pulse werden in diesem Aufbau zwei Ti:Saphir Festkörperlaser (SpectraPhysics Tsunami und Coherent Mira 900) mit einer Repetitionsrate f_{rep} von 80 MHz verwendet, die beide Pulse mit gleicher Wellenlänge und Pulsdauer von etwa 3 ps emittieren. Die Laser sind miteinander über ein Phasensynchronisationssystem (Coherent Synchrolock AP) gekoppelt, sodass sie in Wiederholrate und Phase aufeinander angepasst sind. Die Regelung erfolgt über eine Resonatorlängenanpassung im Coherent Laser – der als Folgelaser dient – während der SpectraPhysics Laser als Hauptlaser nicht geregelt wird. Für die Regelung wird dem Synchrolock ein Teil der Laserleistung beider Lasersysteme mittels Glasfaser-Lichtwellenleiter bereitgestellt. Ein möglichst gutes Signal-Rausch-Verhältnis wird erreicht, indem innerhalb des Synchrolocks die neunte harmonische der Schwebungoszillation der beiden Eingangspulse gebildet und darauf stabilisiert wird. Dies resultiert laut Spezifikation in einem maximalen Phasenrauschen von nur 250 fs. Die Regelkreisparameter können in der zugehörigen Software an die jeweiligen Messbedingungen angepasst werden. Zudem kann die Phase zwischen den zwei Laseroszillatoren proportional zu einer angelegten Spannung am Synchrolock angepasst werden. Es ist also möglich, durch Anlegen einer Spannung, den zeitlichen Abstand zwischen den Pulsen einzustellen und ihn stabil auf dem eingestellten Abstand zu halten. Im vorgestellten Aufbau wird der Pulsabstand innerhalb von 100 ms mit 96 Schritten von minimalem zu maximalem Abstand geändert und in zwei Schritten wieder auf minimalen Abstand zurückgestellt (Abb.3.5, c). Diese Methode führt zu besten experimentellen Ergebnissen, da keine Hysterese zwischen Hin- und Rückweg auftreten kann und auch die Datenmittelung und Verarbeitung vereinfacht abläuft. Zur Kalibrierung der Zeitachse wird eine Hamamatsu Schmierbildkamera genutzt, die mit einer Zeitauflösung von etwa 4 ps die zeitliche Differenz der Pulse ausreichend auflösen kann (Abb. 3.5, a). Eine genaue Kalibrierung ist allerdings nur möglich, wenn die Pulse untereinander unterscheidbar sind, sodass mit einer Pulsanpassungsfunktion die Position eines jeden Pulses ermittelt werden kann. Des Weiteren wird der Hauptlaser nicht moduliert und führt zu einem stärkeren Signal auf der Schmierbildkamera, was zu einer verbreiterten Darstellung des Hauptlaserpulses gegenüber den Folgelaserpuls führt. Für eine optimale Zeitkalibrierung muss auch

der Hauptlaser von dem nächstliegenden Puls des Folgelasers auf der Schmierbildkamera unterscheidbar sein. Die Aufnahme der 96

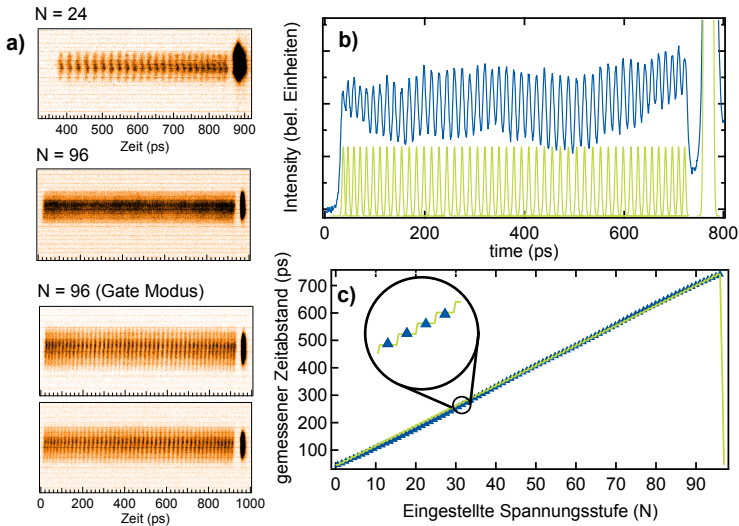


Abbildung 3.5: Zeitkalibrierung und Zeitskala: **a)** Schmierbildkamera Aufnahmen des Pulsabstands mit 24 und 96 angelegten Spannungsstufen am Phasensynchronisationssystem. Bei den unteren beiden Bildern der Schmierbildkamera ist nur jede zweite Spannungsstufe zu sehen, sodass die Stufen unterscheidbar sind. **b)** Diese beiden Aufnahmen mit unterscheidbaren Pulsen (blau) werden genutzt, um eine Anpassung (grün) mit je 48 Gaußkurven zu berechnen. Aus dem Abstand zum Hauptlaserpuls (große Spitze rechts) ergibt sich der zeitliche Abstand der Pulse. **c)** Die Zuweisung von angelegter Spannung (grün) zu tatsächlichem Pulsabstand (blau) zeigt, dass der Zusammenhang nicht exakt linear ist.

Pulse, die einen Pulsabstand von ~ 40 ps bis ~ 800 ps abdecken, führt zu einem kontinuierlichen Signal mit dem nur der maximale und minimale Abstand sicher bestimmt werden kann (Abb. 3.5, a). Eine lineare Extrapolation zwischen diesen zwei Punkten führt zu einem Fehler der Kalibrierung, da für große und kleine Spannungen ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen Spannung und Zeitabstand besteht. In der ersten Art der Kalibrierung werden nur 24 Stufen für die Kalibrierung genutzt und das Ergebnis auf 96 Stufen extrapoliert.

Das Resultat ist zufriedenstellend, aber die Umstellung von 24 auf 96 Stufen ist kombiniert mit Veränderungen an der Zeitachse und kann gerade bei schnellen Dephasierungszeiten und großen Magnetfeldern zu Fehlern führen. Die genaueste Kalibrierung der Zeitachse erfolgt mit der Aufnahme aller 96 Zeitabstände, indem die Schmierbildkamera im „Gate-Modus“ betrieben wird. Hierbei wird nur bei jeder zweiten Pulsabstandstufe ein Bild aufgenommen, sodass 48 unterscheidbare Pulse auf der Aufnahme der Schmierbildkamera zu sehen sind. Um alle Pulse zu erfassen, werden zwei Aufnahmen gemacht, bei der erst die geraden und danach die ungeraden Stufen betrachtet werden. Aus der Anpassung mit je 48 gleichen Gaußverteilungen (Abb. 3.5, b) kann jedem Puls eine Zeit zugeordnet werden, die dann zusammen die gesamte Zeitachse ergeben.

MAGNETFELD UND TEMPERATUR AN DER PROBE:

Die Probe befindet sich in einem heliumgekühlten Kryostaten (Oxford Instruments, Spectromag). Darin kann sie auf eine minimale Temperatur von 1.2 K abgekühlt werden. Gleichzeitig ist es möglich, durch supraleitende Spulen ein Magnetfeld bis zu ± 8 T an der Probe zu erzeugen. Die Richtung des Magnetfelds steht dabei senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lasers (Voigt-Geometrie).

HINTERGRUNDKORREKTUR UND DETEKTION:

Der Detektionsteil des Aufbaus beginnt mit einem Soleil-Babinet-Kompensator (SB), der parasitäre Polarisierungseffekte durch die Fenster im Kryostaten oder Spiegel ausgleicht. Es folgt ein EOM, der als variables Verzögerungsplättchen dient. Hierbei wird die Polarisation des Lichts mit dem SB auf eine der optischen Achsen des EOM eingestellt. Der Polarisationsanteil des Lichts, der durch die Faradayrotation um den Winkel θ hervorgerufen wird, liegt nicht mehr auf der optischen Achse und wird vom EOM je nach dessen eingestellter Verzögerung beeinflusst. Nachfolgend trifft das Licht auf die zuvor beschriebene optische Brücke. Der genutzte Fotodetektor (Femto OE-200-Si) hat eine Bandbreite von 85 MHz und ist somit schnell genug zwei aufeinanderfolgende Pulspaare ($f_{\text{rep}} = 80$ MHz) aufzulösen, während über den zeitlichen Abstand der Einzelpulse integriert wird. Die Hintergrundkorrektur erfolgt durch alternierendes Schalten des EOM zwischen einer Viertelwellenretardierung und einer Nullretardierung.

Hierbei ist die EOM-Modulation auf die Änderung der Pulsposition synchronisiert und die Frequenz so gewählt, dass auf jeder eingestellten Spannungs- bzw. Pulsabstandstufe gleich viele – typischerweise je vier – Viertel- und Nullwellenbereiche sind (Abb. 3.6). Hat der Laser eine Polarisationsdrehung erfahren, so wird dieser Anteil bei einer Viertelwellenretardierung des EOMs in zirkulares Licht umgewandelt. Trifft dieses zirkulare Licht dann auf das folgende WP, wird es zu gleichen Teilen an die Dioden des abgeglichenen Detektors weitergeleitet und es wird keine Polarisationsrotation gemessen. Findet keine Retardierung statt, wird der eingehende Strahl nicht beeinflusst und ein gegebenes Polarisationsignal kann am nachfolgenden Detektor beobachtet werden. Beim Schalten des EOMs werden die Verzögerungszustände zwischen den Endpositionen durchlaufen, was zu Signalausschlägen am Fotodetektor führt (Abb.3.4). Diese werden zusammen mit dem Einfluss durch f_{rep} des Lasers aus dem Spannungssignal des abgeglichenen Fotodetektors, mittels eines elektrischen Bandpassfilters, weitestgehend entfernt. Das so erhaltene Spannungssignal wird digitalisiert und in Echtzeit verarbeitet.

DATENVERARBEITUNG

Die Datenerfassung ist ebenfalls mit der Lasermodulation synchronisiert. Zudem ist die aufgenommene Datenmenge so gewählt, dass immer ein Durchlauf von minimalem zu maximalem Pulsabstand ein aufgenommenes Datenpaket bildet. Diese Datenpakete werden dann quadriert und gemittelt, sodass am Ende der Messung ein Datenpaket für die weitere Auswertung zur Verfügung steht. Die Rohdaten bestehen je nach Einstellung an der Digitalisiererkarte aus 2 bis 16 Millionen Datenpunkten. In den Daten sind deutlich die Schaltpunkte des EOMs zu sehen, in denen kein brauchbares Signal enthalten ist (Abb. 3.4). Zwischen den Schaltpunkten wechseln sich Bereiche mit Signal- und Hintergrundsignal ab (Abb. 3.6). Durch die Synchronisation zwischen Messaufnahme, Pulsvariation und EOM-Schaltung können die Bereiche immer eindeutig identifiziert und nach dem in Abbildung 3.7 gezeigten Prinzip, mittels Software (Python, IgorPro), zu insgesamt 96 hintergrundkorrigierten Datenpunkten zusammengefasst werden. Hierbei werden erst die EOM-Schaltpunkte (Abb. 3.4) entfernt und die Bereiche in gerade Bereiche mit Signal (grün) und ungerade Bereiche ohne Signal (blau) aufgeteilt (Abb.3.7, a). Die Bereiche zwischen den

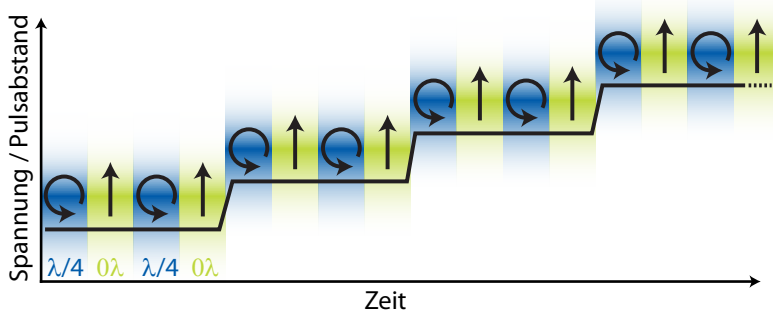


Abbildung 3.6: Hintergrundkorrektur ultraschnelle Spinrauschspektroskopie:

Die Polarisation kann durch einen elektrooptischen Modulator mit Viertelwellenverzögerung auf zirkular (blau), oder ohne Verzögerung auf linear (grün) eingestellt werden. Erfolgt keine Verzögerung, kann das Signal am Detektor als Änderung der Spannung gemessen werden. Bei zirkularem Licht kann keine Signaldetektion stattfinden, sodass das gemessene Signal dem Hintergrundwert entspricht. Der mehrfache Wechsel von Signal und Hintergrund innerhalb eines Pulsabstandes (schwarze Stufenfunktion) ermöglicht eine sehr genaue Korrektur. Der Fehler durch die Schaltzeit der Stufenfunktion ist geringer als der Fehler durch das Schalten des EOM (Abb. 3.4) und wird in der Auswertung korrigiert.

Schaltpunkten werden jeweils gemittelt (Abb.3.7, b). Anschließend wird über die Punkte gemittelt, die auf einer Pulsabstandstufe liegen (Abb.3.7, c). Als letzter Schritt wird das so erhaltene Hintergrundsignal (blau) von dem Signal (grün) abgezogen. Zusammengefasst wird die korrelierte Spinpolarisation in Abhängigkeit des, durch die Zeitkalibrierung bestimmten, Pulsabstands durch 96 Datenpunkte dargestellt. Eine vom Pulsabstand abhängige Antwort des Fotodetektors führt zu einem langsam variierenden Untergrund in den ermittelten Daten. Dieser wird abschließend durch Bildung der Ableitung bezüglich des Pulsabstands entfernt (Abb.3.7, d).

Allein die Aufnahme eines Datenbuffers (~ 100 ms) entspricht einer Mittelung über eine enorme Anzahl an Datenpunkten, sodass bereits nach kurzer Zeit ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht werden kann. Die Datenqualität kann weiter erhöht werden, indem die Digitalisierer-Karte auf den Laser abgestimmt wird. Das hat zur Folge, dass das Rauschen des Signals stärker unterdrückt wird. Hier-

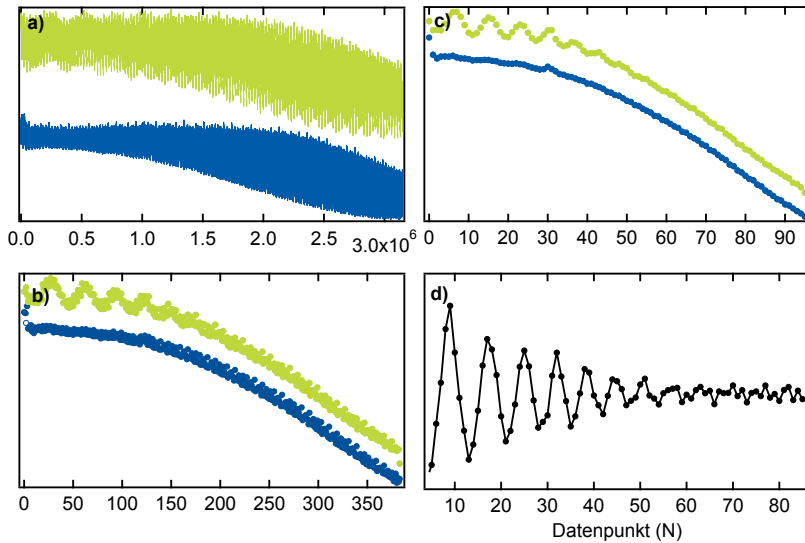


Abbildung 3.7: Datenverarbeitung USNS: **a)** Die aufgenommenen Rohdaten (Abb. 3.4) werden in die Bereiche mit Signal (grün) und ohne Signal (blau) aufgeteilt (Abb. 3.6). **b)** Danach werden die einzelnen Datenpunkte eines konstanten EOM Bereichs gemittelt. **c)** Es folgt die Mittelung über Punkte bei gleichem Pulsabstand. **d)** Aus ursprünglich mehreren Millionen Datenpunkten folgen 96 hintergrundkorrigierte Datenpunkte an die nach Bildung der Ableitung nach Δt eine Anpassung erfolgt.

zu wird die Karte mit einer externen Uhr betrieben, die durch die Repetitionsrate des Lasers vorgegeben wird.

drucks

UNIAXIALER DRUCK AN INGAN/GAN-QUANTENFILMEN

Galliumnitrid, Galliumnitridverbindungen und daraus gefertigte Nanostrukturen sind ein wichtiger Bestandteil heutiger UV-Lichterzeugung [93] und die Grundlage für die Kommerzialisierung von effizienten Leuchtmitteln auf Festkörperbasis [94]. Die große Bandlücke, die guten Transporteigenschaften und die hohen Durchbruchspannungen machen sie extrem wertvoll in der Anwendung bei hohen Leistungen und Temperaturen [93]. Die Möglichkeit, die optischen Eigenschaften, z.B. durch Ändern der Indiumkonzentration in Indiumgalliumnitrid [95, 96] zu variieren, eröffnet einen vielfältigen Einsatzbereich, nicht nur in der Wissenschaft, sondern auch im Alltag. So finden sich optische Bauelemente auf Nitridbasis beispielsweise in Blue-Ray Playern, hochauflösenden Druckern [97] und in der Raumbeleuchtung. Die Bedeutung von GaN in der Lichterzeugung wurde durch die Verleihung des Nobelpreises für Physik im Jahr 2014 an die drei japanischen Forscher Isamu Akasaki, Hiroshi Amano und Shuji Nakamura [7, 98] unterstrichen.

Eine Herausforderung bei der Herstellung von $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ und GaN-Halbleiterheterostrukturen ist der Unterschied der Gitterkonstanten, der zu einer internen Verzerrung in den Materialien führt. Aufgrund der piezoelektrischen Eigenschaften von Wurtzitkristallen erzeugt diese Verzerrung eine interne Polarisierung und damit auch ein internes elektrisches Feld [99]. Das Feld ist zwar in den meisten

optischen Anwendungen störend, kann aber auch genutzt werden. Beispielsweise haben Peng *et. al.* gezeigt, dass das interne Feld durch einen externen Druck beeinflusst werden kann. Eine zweidimensionale Matrix aus mehrfach InGaN/GaN Quantenfilmen wird genutzt um diesen Einfluss in einem rein optischen, hochauflösenden, kostengünstigen Drucksensor auszunutzen [9].

Im Folgenden werden Untersuchungen an InGaN/GaN-QWs vorgestellt, bei denen mithilfe einer Druckzelle ein externer, kompressiver, uniaxialer Druck angelegt wird. Dieser kompensiert die interne Verzerrung im Quantenfilm, während gleichzeitig im nicht verspannten Barrierematerial GaN eine Verzerrung aufgebaut wird. Im Fokus der Untersuchungen stehen hierbei die Änderungen der Photolumineszenzeigenschaften: Lebenszeit, Intensität und Emissionsenergie. Weiterhin werden Untersuchungen zur Spindynamik im Quantenfilm vorgestellt.

4.1 PROBENSPEZIFIKATION

Die beiden Proben für die Druckabhängigkeit an InGaN-QWs wurden in der Gruppe von Prof. Dr. Hangleiter (TU Braunschweig) durch metallorganische Gasphasenepitaxie produziert (AIXTRON AIX200RF) und für die hier vorgestellten Untersuchungen zur Verfügung gestellt. Probe I ist eine $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$ Einzel-Quantenfilmstruktur mit einer Quantenfilmbreite von 2.3 nm, die auf einem Saphirsubstrat gewachsen ist. Die Puffer- und die Deckschicht bestehen aus GaN und haben eine Dicke von 1.8 μm bzw. 127 nm (Abb. 4.1, a). Die Probe wird mit zeitaufgelöster Photolumineszenz (Abschnitt 3.1) vermessen und die Ergebnisse in Abschnitt 4.4.1 vorgestellt.

Probe II ist eine fünffach $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{N}/\text{GaN}$ -Quantenfilmstruktur mit einer Gesamtdicke der epitaktischen Schichten von 1.6 μm und einer nominellen Breite der Quantenfilme von 1.1 nm. Die Barrieren bestehen aus 6.7 nm dicken GaN-Schichten. Auch diese Probe ist auf ein Saphirsubstrat mit einer GaN Pufferschicht gewachsen. Es ist keine weitere Deckschicht aufgebracht, sodass die letzte Barriere gleichzeitig die Probe abschließt (Abb. 4.1, b). Diese Struktur wird mit dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Anrege-Abfrage-Experiment untersucht und die Ergebnisse in Abschnitt 4.4.2 vorgestellt.

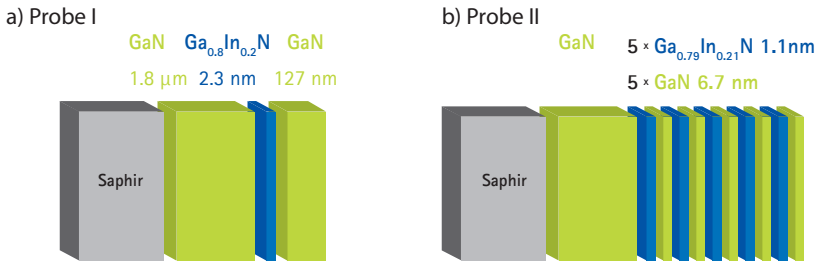


Abbildung 4.1: Skizze der untersuchten InGaN/GaN-Quantenfilmproben: Beide Proben sind mit metallorganischer Gasphasenepitaxie auf einem Saphirsubstrat (grau) gewachsen. Probe I (links) ist eine einzelne $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}/\text{GaN}$ -Quantenfilmstruktur mit einer QW Dicke von 2.3 nm (blau) auf einer 1.8 μm dicken GaN-Pufferschicht (grün). Die Probe wird durch eine GaN-Deckschicht mit einer Dicke von 127 nm abgeschlossen. Probe II (rechts) ist eine fünffach $\text{In}_{0,21}\text{Ga}_{0,79}\text{N}/\text{GaN}$ -Quantenfilmstruktur mit einer Quantenfilmdicke von je 1.1 nm (blau). Die Barrieren (grün) sind 6.7 nm breit, die letzte Barriere bildet gleichzeitig die Deckschicht der Probe.

4.2 THEORETISCHER HINTERGRUND NITRIDE

Im Folgenden werden einige theoretische Grundlagen für das Verständnis der Druckabhängigkeit in InGaN-QWs vorgestellt. Die Quantenfilme bestehen hierbei aus der ternären Verbindung InGaN und die Barrieren aus GaN. Daher werden im Folgenden häufig die Ergebnisse und die Einflüsse der Druckänderung getrennt für Quantenfilm und Barriere bzw. InGaN und GaN betrachtet.

4.2.1 Unverspannte Kristalleigenschaften

Energie am Γ -Punkt

Wie schon in Abschnitt 2.1 erwähnt, kristallisiert GaN hauptsächlich in der Wurtzitstruktur, gleiches gilt auch für InGaN. Die in Abschnitt 2.2 gezeigte Bandstruktur zeigt die Energieeigenwerte am Γ -Punkt, die mit dem von Bir und Pikus aufgestellten Hamiltonoperator [21, 22, 32, 100] berechnet werden können. Die Bandstruktur nahe der direkten Bandlücke bestimmt die meisten optischen und elektrischen Eigenschaften

[24]. Für die vollständige Beschreibung der Bandstruktur von Wurtzit werden der Spin-Bahn Parameter (Δ_{SO}), der Kristallfeld Parameter (Δ_{CR}) und die A-Parameter¹ benötigt [20], deren Werte für das jeweilige Material Tabelle 4.1 entnommen werden können. Folgende Zusammenhänge ergeben sich für die direkte Bandlücke zwischen den oberen drei Valenzbändern (A,B,C) und dem Leitungsband (L) [24, 32]:

$$\begin{aligned} E_A^0 &= \Delta_1 + \Delta_2, \\ E_B^0 &= \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{2} + \sqrt{\left(\frac{\Delta_1 - \Delta_2}{2}\right)^2 + 2\Delta_2^2}, \\ E_C^0 &= \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{2} - \sqrt{\left(\frac{\Delta_1 - \Delta_2}{2}\right)^2 + 2\Delta_2^2}, \\ E_L^0 &= \Delta_1 + \Delta_2 + E_{g,0}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Hierbei ist $E_{g,0}$ die Bandlücke ohne den Einfluss von Spin-Bahn Kopp- lung oder Kristallfeld (Tabelle 4.1), die zu einer Aufhebung der Entartung am Γ -Punkt führen. Für die Beschreibung werden die Parameter Δ_{SO} und Δ_{CR} mit $\Delta_1 = \Delta_{CR}$ und $\Delta_2 = \Delta_{SO}/3$ einbezogen [35]. Die Valenzbänder A und B sind dabei energetisch näher aneinander und werden wie im Kristall mit Zinkblende-Struktur als Leicht- und Schwerlochband bezeichnet. Band C ist weiter entfernt. Es entspricht dem Split-Off Band und wird häufig als CH-Band bezeichnet.

Ternäre Verbindungen

InGaN ist eine ternäre Verbindung und die meisten Parameter werden mit der Vegardschen Regel interpoliert [101]:

$$X_{InGaN} = p_{GaN} \cdot X_{GaN} + (1 - p_{GaN}) \cdot X_{InN}. \quad (4.2)$$

Hierbei steht X für die jeweilige Kristalleigenschaft und p_{GaN} gibt den relativen GaN-Anteil in der Dreifachlegierung an, sodass sich der InN Anteil aus $p_{InN} = (1 - p_{GaN})$ berechnet. Für die Berechnung der Kristalleigenschaften in dem jeweiligen Quantenfilm wird in dieser

¹ Die A-Parameter in Wurtzitkristallen entsprechen den Luttinger Parametern in Zinkblende Kristallen und parametrisieren die Lochmasse entlang verschiedener Richtungen im Kristall [20].

Arbeit Formel 4.2 mit den Daten aus Tabelle 4.1 der jeweiligen binären Verbindungen verwendet. Eine Übersicht und Zusammenfassung zu den Materialdaten ist in Ref. [20] gegeben. Zur Bestimmung der Energielücke im Quantenfilm wird zusätzlich noch der Beugungsparameter $b = 1.43 \text{ eV}$ genutzt [102, 103]:

$$E_{g,o} = p_{\text{GaN}} \cdot E_{g,o,\text{GaN}} + (1 - p_{\text{GaN}}) \cdot E_{g,\text{InN},o} - b p_{\text{GaN}} (1 - p_{\text{GaN}}). \quad (4.3)$$

Spontane Polarisation

Durch den ionischen Charakter kann jede kovalente Bindung in tetraedischen Halbleitern als Dipol gesehen werden. In Zinkblendestrukturen haben alle Bindungen die gleiche Länge und Öffnungswinkel, wodurch das gesamte Dipolmoment innerhalb einer Einheitszelle nahezu verschwindet. Wurtzit hingegen hat eine ausgezeichnete c-Achse, sodass die Bindungslänge in dieser Richtung abweicht und ein Dipolmoment

$$\mu = e^* c (u - 3/8), \quad (4.4)$$

innerhalb einer Elementarzelle resultiert [104]. Dabei ist e^* die effektive Ladung eines Kations, c ist die Gitterkonstante und u ist ein dimensionsloser Parameter, der so gewählt ist, dass cu die Länge der verlängerten kovalenten Bindung angibt. Wird dieses Dipolmoment μ auf das Volumen der Einheitszelle $\Omega = \sqrt{3}a^2c/4$ normiert, ergibt sich die spontane Polarisation [104]

$$P_{\text{sp}} = -\frac{\mu}{\Omega} = -4 \frac{e^* u (u - 3/8)}{\sqrt{3}a^2c}. \quad (4.5)$$

In einem idealen Wurtzitkristall ist $u = 3/8$, sodass die spontane Polarisation mit der Abweichung von der idealen Struktur in Verbindung gebracht werden kann [104]. Deshalb sind die spontanen Polarisationen in InN und GaN unterschiedlich, da die Abweichung vom idealen Kristall von GaN zu InN zunimmt. Der Parameter u wird größer, was mit einer Steigerung der spontanen Polarisation einhergeht [99]. Wurtzit ist die Struktur mit der höchsten Symmetrie, die eine spontane Polarisation aufweist [99, 105]. Die Polarisation innerhalb des Kristalls muss allerdings nicht zwangsläufig den berechneten Wert annehmen.

Thomsen *et. al* [106] haben den Einfluss von Oberflächenladungsträgern auf die internen elektrischen Felder untersucht und gezeigt, dass die internen Felder durch Oberflächenladungsträger abgeschirmt werden können. Des Weiteren kann auch eine Verspannung Einfluss auf die internen Felder nehmen, was in Abschnitt 4.2.2 besprochen wird.

Parameter	GaN	InN
C_{11} (GPa)	374 [107]	237 [107]
C_{12} (GPa)	138 [107]	106 [107]
C_{13} (GPa)	101 [107]	85 [107]
C_{33} (GPa)	395 [107]	236 [107]
a_0 (Å)	3.1884 [108]	3.538 [109]
$E_{g,0}$ (eV)	3.44 [20]	0.61 [110]
a_1 (eV)	-4.9 [20]	-7.66 [111]
a_2 (eV)	-11.3 [20]	-2.59 [111]
b_1 (eV)	3.7 [20]	3.7 [20]
b_2 (eV)	-4.5 [20]	-4.5 [20]
b_3 (eV)	-8.2 [20]	5.06 [111]
b_4 (eV)	4.1 [20]	-2.53 [111]
d_{31} (pm/V)	-1.05 [112]	-3.7 [112]
d_{33} (pm/V)	2.7[113]	7.6 [113]
ϵ_r	10.4 [114]	14.4 [115]
P_{sp} (C/m ²)	-0.029[99]	-0.032[99]
Δ_{CR} (eV)	0.010[20]	-0.169[20]
Δ_{SO} (eV)	0.017[20]	0.019[20]
A_1	-6.56[35]	-8.21[20]
A_2	-0.91 [35]	-0.68[20]
A_3	5.65[35]	7.57[20]
A_4	-2.83[35]	-5.23[20]
A_5	-3.13[35]	-5.11[20]
A_6	-4.86[35]	-5.96[20]

Tabelle 4.1: Übersicht der Materialdaten zu GaN und InN: Die Vegardsche Regel wird genutzt um die Parameter für InGaN zu berechnen. Für $E_{g,0}$, wird zusätzlich der Beugungsparameter von 1.43 eV benötigt [102].

4.2.2 Verzerrung und Verspannung

Interne Verzerrung

Wird InGaN auf GaN aufgewachsen, so führt dies aufgrund ihrer unterschiedlichen Gitterkonstanten a zur Verzerrung im InGaN. Diese Verzerrung wird erst nach einer Schichtdicke von etwa 4.5 nm vollständig abgebaut [116], sodass in den hier vorliegenden Proben davon ausgegangen werden kann, dass die Quantenfilme vollständig verzerrt sind. Dies bedeutet, dass a für Quantenfilm und Barriere den gleichen Wert besitzt. Die wachstumsbedingte Verzerrung im Quantenfilm, senkrecht zur Wachstumsrichtung

$$\varepsilon_{\perp,0,QW} = \frac{a - a_0}{a_0}, \quad (4.6)$$

wird mit der verzerrten (a) und der unverzerrten (a_0) Gitterkonstanten berechnet. Die Barriere ist hingegen unverzerrt $\varepsilon_{\perp,0,B} = 0$. Gleichzeitig ergibt sich mit den Elastizitätskonstanten C_{ij} aus

$$\varepsilon_{\parallel} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \varepsilon_{\perp} \quad (4.7)$$

die Verzerrung im Quantenfilm in Wachstumsrichtung $\varepsilon_{\parallel,0,QW}$.

Verzerrung durch externe Verspannung

Die internen Verzerrungseigenschaften ändern sich durch den Druck, der mit dem Stempel in Wachstumsrichtung des QWs angelegt wird (Abschnitt 3.1). In einem Körper folgt die elastische Verformung dem Hooke'schen Gesetz, das bei hexagonaler Symmetrie durch [117, 118]

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} \\ \sigma_{xy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ 2\varepsilon_{yz} \\ 2\varepsilon_{zx} \\ 2\varepsilon_{xy} \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

ausgedrückt wird. Hierbei beschreibt σ_{ij} die Verspannung und ε_{ij} die durch die Verspannung verursachte Verzerrung in Relation zu den

Kristallrichtungen x, y, z .

Für einen Wurtzitkristall unter uniaxialem Druck in z -Richtung entlang der Wachstumsrichtung des Quantenfilms (c -Richtung) vereinfacht sich die Formulierung. Es tritt keine Scherdehnung auf und folglich müssen nur die Spannungskomponenten parallel zur z -Richtung (σ_{\parallel}) und senkrecht dazu (σ_{\perp}) betrachtet werden. Weiterhin ist die Verspannung senkrecht zur z -Richtung isotrop, sodass sich das Hooke'sche Gesetz auf

$$\begin{pmatrix} \sigma_{\perp} \\ \sigma_{\perp} \\ \sigma_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} \\ \varepsilon_{\perp} \\ \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

reduziert. Demnach folgt für die Verzerrungskomponenten parallel bzw. senkrecht zur Wachstumsrichtung:

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{C_{11} + C_{12}}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \sigma_{\parallel}, \quad (4.10)$$

$$\varepsilon_{\perp} = -\frac{C_{13}}{C_{11} + C_{12}} \varepsilon_{\parallel}.$$

Diese Relation gilt im Barrierematerial, das ohne äußeren Druck nicht verzerrt ist ($\varepsilon_{\perp, \text{GaN}, 0} = 0$). Mit den Elastizitätskonstanten von GaN berechnet sich die Verzerrung in der Barriere bei angelegtem Druck

$$\varepsilon_{\parallel, \text{GaN}} = \frac{C_{11, \text{GaN}} + C_{12, \text{GaN}}}{C_{33, \text{GaN}}(C_{11, \text{GaN}} + C_{12, \text{GaN}}) - 2C_{13, \text{GaN}}^2} \sigma_{\parallel, \text{GaN}}, \quad (4.11)$$

$$\varepsilon_{\perp, \text{GaN}} = -\frac{C_{13, \text{GaN}}}{C_{11, \text{GaN}} + C_{12, \text{GaN}}} \varepsilon_{\parallel, \text{GaN}}. \quad (4.12)$$

Der Quantenfilm hingegen ist schon ohne äußeren Druck verzerrt, wobei die a -Gitterkonstante in Barriere und QW gleich ist. Für die Verzerrung im Quantenfilm mit externem Druck σ_{\parallel} gilt:

$$\varepsilon_{\perp, \text{QW}} = -\frac{a_{0, \text{GaN}}(1 + \varepsilon_{\perp, \text{GaN}}) - a_{0, \text{QW}}}{a_{0, \text{QW}}}, \quad (4.13)$$

$$\varepsilon_{\parallel, \text{QW}} = \frac{\sigma_{\parallel}}{C_{33, \text{QW}}} - 2\frac{C_{13, \text{QW}}}{C_{33, \text{QW}}} \varepsilon_{\perp, \text{QW}}. \quad (4.14)$$

Deformationspotentiale

Schon 1959 wurde an Germanium gezeigt, dass der Einfluss von Verzerrung auf die Energieeigenwerte durch die Addition von Deformationspotentialen beschrieben werden kann [119]. Dies gilt auch für Wurtzitkristalle mit den Deformationspotentialen a_i des Leitungsbandes und b_i der Valenzbänder (Tab. 4.1). Somit ergeben sich die Energieeigenwerte am Γ -Punkt im uniaxial in c -Richtung verspannten Kristall mit den unverspannten Energieeigenwerten aus Gl. 4.1 [24, 32, 35, 120, 121]:

$$E_A = E_A^0 + \theta_\varepsilon + \lambda_\varepsilon, \quad (4.15)$$

$$E_B = \frac{\Delta_1 - \Delta_2 + \theta_\varepsilon}{2} + \lambda_\varepsilon + \sqrt{\left(\frac{\Delta_1 - \Delta_2 + \theta_\varepsilon}{2}\right)^2 + 2\Delta_2^2},$$

$$E_C = \frac{\Delta_1 - \Delta_2 + \theta_\varepsilon}{2} + \lambda_\varepsilon - \sqrt{\left(\frac{\Delta_1 - \Delta_2 + \theta_\varepsilon}{2}\right)^2 + 2\Delta_2^2},$$

$$E_L = E_L^0 + a_1 \varepsilon_{\parallel} + 2a_2 \varepsilon_{\perp},$$

wobei die Werte $\theta_\varepsilon = b_1 \varepsilon_{\parallel} + 2b_2 \varepsilon_{\perp}$ und $\lambda_\varepsilon = b_3 \varepsilon_{\parallel} + 2b_4 \varepsilon_{\perp}$ zur besseren Übersichtlichkeit eingeführt wurden.

Optische Auswahlregeln und effektive Masse

Die Krümmung der Bandkante entlang einer Kristallrichtung hoher Symmetrie ist kleiner als die in einer Richtung mit niedrigerer Symmetrie. Daher ist zu erwarten, dass eine Verspannung entlang einer hoch symmetrischen Richtung einen ausgeprägteren Einfluss als die Verspannung in eine niedrig symmetrische Richtung hat. In Wurtzitkristallen ist die c -Richtung von höherer Symmetrie (C_{6v}), während die a -Orientierung eine kleinere Symmetrie (C_{2v}) aufweist [36].

Die Berechnung der verzerrten effektiven Masse und Übergangsmatrixelemente erfolgt entsprechend dem unverzerrten Fall (Gl. 2.2) mit [35]

$$\frac{m_0}{m_{\parallel A}} = A_1 + A_3, \quad (4.16)$$

$$\frac{m_0}{m_{\parallel B}} = A_1 + \frac{1}{2}A_3 + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{P(\varepsilon_{zz})}{2} \right)^2 + 2\Delta_2^2 \right]^{-1/2} \cdot P(\varepsilon_{zz}) \cdot A_3,$$

$$\frac{m_0}{m_{\parallel C}} = A_1 + \frac{1}{2}A_3 - \frac{1}{4} \left[\left(\frac{P(\varepsilon_{zz})}{2} \right)^2 + 2\Delta_2^2 \right]^{-1/2} \cdot P(\varepsilon_{zz}) \cdot A_3,$$

$$\frac{m_0}{m_{\perp A}} = A_2 + A_4,$$

$$\frac{m_0}{m_{\perp B}} = A_2 + \frac{1}{2}A_4 + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{P(\varepsilon_{zz})}{2} \right)^2 + 2\Delta_2^2 \right]^{-1/2} \cdot P(\varepsilon_{zz}) \cdot A_4,$$

$$\frac{m_0}{m_{\perp C}} = A_2 + \frac{1}{2}A_4 - \frac{1}{4} \left[\left(\frac{P(\varepsilon_{zz})}{2} \right)^2 + 2\Delta_2^2 \right]^{-1/2} \cdot P(\varepsilon_{zz}) \cdot A_4,$$

$$P(\varepsilon_{zz}) = \Delta_1 - \Delta_2 + \left(b_3 - \frac{C_{33}}{C_{13}} b_4 \right) \varepsilon_{zz}.$$

Dabei ist zu bemerken, dass die effektive Masse des A-Bandes unverändert bleibt, während B- und C-Band durch die Verzerrung beeinflusst werden [122]. Für das Übergangsmatrixelement verändern sich im Vergleich zu Gleichung 2.3 nur die Faktoren

$$a_m(\varepsilon) = \frac{E_2^0 - 2(b_1 \varepsilon_{zz} + 2b_2 \varepsilon_{xx})}{\sqrt{(E_2^0 - 2(b_1 \varepsilon_{zz} + 2b_2 \varepsilon_{xx}))^2 + \Delta^2}}, \quad (4.17)$$

$$b_m(\varepsilon) = \frac{\Delta}{\sqrt{(E_2^0 - 2(b_1 \varepsilon_{zz} + 2b_2 \varepsilon_{xx}))^2 + \Delta^2}}.$$

Piezoelektrische Polarisation

Durch die Verspannung im Material wird die Polarisation beeinflusst. Zusätzlich zu der im unverspannten Zustand vorhandenen spontanen Polarisation P_{sp} tritt die piezoelektrische Polarisation P_{PZ} auf [99, 123]. Diese kann als Änderung der Polarisation im Gleichgewichtszustand gesehen werden, die allgemein durch die Verzerrung ε_j und den piezoelektrischen Tensor e_{ij} (in C/m^2) durch

$$P_{PZ,i} = \delta P_i = \sum_j e_{ij} \varepsilon_j \quad (4.18)$$

beschrieben werden kann (Voigt'sche Notation). Hierbei bezeichnet $i = 1, 2$ die Kristallachsen senkrecht zur Wachstumsrichtung und $i = 3$ die Achse in Wachstumsrichtung. Für den hier einzig interessanten Fall von uniaxialem Druck in c -Richtung, ohne Scherdehnung und Isotropie senkrecht zu c , ist die Polarisation in c -Richtung

$$\delta P_3 = P_{PZ,c} = e_{33} \varepsilon_{||} + 2e_{31} \varepsilon_{\perp}. \quad (4.19)$$

Alternativ kann die Polarisation auch mit den Verzerrungskoeffizienten d_{ij} (in pm/V) ausgedrückt werden [124],

$$P_{PZ,i} = \sum_j d_{ij} \sigma_j. \quad (4.20)$$

Mit der zuvor gezeigten Relation zwischen Verzerrung und Verspannung für uniaxialen Druck (Gl. 4.9) folgt für die Polarisation in c -Richtung der Zusammenhang

$$\begin{aligned} e_{31} &= e_{32} = (C_{11} + C_{12})d_{31} + C_{13}d_{33}, \\ e_{33} &= 2C_{13}d_{31} + C_{33}d_{33}. \end{aligned}$$

Daraus folgt die piezoelektrische Polarisation

$$P_{PZ,c} = (2C_{13}d_{31} + C_{33}d_{33}) \varepsilon_{||} + 2((C_{11} + C_{12})d_{31} + C_{13}d_{33}) \varepsilon_{\perp} \quad (4.21)$$

in Abhängigkeit der Verzerrungskoeffizienten d_{ij} . Für die piezoelektrischen Konstanten wird für die Berechnung der Parameter für ternäre Verbindungen die lineare Vegardsche Regel (Gl. 4.2) verwendet [20].

4.2.3 Weitere Eigenschaften

Exzitonenbindung

Die Exzitonenbindungsenergie im unverspannten GaN-Volumenmaterial beträgt etwa $E_{\text{Ex}}^{\text{GaN}} = 28 \text{ meV}$ [125]. Während in GaAs bei Raumtemperatur die Exzitonen ionisiert sind ($E_{\text{Ex}}^{\text{GaAs}} = 4.2 \text{ meV} < E_{\text{therm}} = k_{\text{B}}T \approx 26 \text{ meV}$), kann bei GaN weiterhin von exzitonen Prozessen gesprochen werden [126]. Allgemein wird die Bindungsenergie [34] mittels

$$E_{\text{Ex}} = \frac{m_{\text{r}} e^4}{2(4\pi\epsilon_0\epsilon_{\text{r}}\hbar)^2} \quad (4.22)$$

berechnet. Die reduzierte effektive Masse $m_{\text{r}} = m_{\text{e}}m_{\text{h}}/(m_{\text{e}} + m_{\text{h}})$ ergibt sich aus Gleichung 4.16. In Heterostrukturen wird die Bindungsenergie durch das Einschlusspotential zusätzlich erhöht, wodurch eine Abhängigkeit der Bindungsenergie von der Breite der Quantenfilmstruktur existiert [126–128]. Weiterhin ist die Bindungsenergie abhängig von der Kristallrichtung in der die Struktur gewachsen ist [122, 129]. Bei ternären Materialien hängt die Bindungsenergie zusätzlich noch von der Konzentration der Einzelmaterialien ab [128].

Versetzung

Ein wichtiger Anwendungsbereich der Nitride ist die Lichterzeugung in Leucht- und Laserdioden. Für diese Anwendungen ist ein möglichst fehlerfreier Kristall von Vorteil, da hier die Lichtausbeute am höchsten ist. Versetzungen führen zu meist ungewollter, nicht strahlender Rekombination und zu einer Verkürzung der Lebensdauer der Ladungsträger im angeregten Zustand.

GaN basierte Halbleitersysteme werden häufig auf Saphirsubstraten gewachsen und weisen daher eine sehr hohe Dichte an Versetzungen ($2\text{-}10 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$) auf [130]. Trotz dieser hohen Versetzungsdichte, bei der z.B. GaAs basierte Systeme keinerlei Licht mehr emittieren würden, können effiziente GaN basierte LEDs hergestellt werden. Dies lässt den Schluss zu, dass die Versetzungen in III-V Nitriden weniger effektive, nichtstrahlende Rekombinationszentren sind als bei GaAs-basierten Systemen [130]. Das metallorganische Gasphasenwachstum von Indium enthaltenden Heterostrukturen setzt eine

niedrige Wachstumstemperatur voraus, die das Entstehen von Schraubenversetzungen begünstigt [131, 132]. Geeignetes Wachstum kann, um die Versetzungen herum, zu V-förmigen Quantenfilmstrukturen mit größerer Bandlücke als der umgebende Quantenfilm („V-Pits“) führen. Das resultierende höhere Potential schirmt die Versetzungen effektiv ab und unterdrückt damit die nichtstrahlende Rekombination [131].

Bandanpassung

Werden verschiedene Halbleiter mit unterschiedlichen Bandlücken zu einer Heterostruktur kombiniert, führt dies zu einer örtlichen Diskontinuität in der Bandstruktur. Die Änderung des Potentials ist abrupt und führt zur Ausbildung von Potentialtöpfen mit nahezu senkrechten Flanken (Abschnitt 2.4). Wie sich die gesamte Diskontinuität ΔE_g auf die Diskontinuität im Leitungsband $\Delta E_{g,L}$ und Valenzband $\Delta E_{g,V}$ verteilt, hängt von dem jeweiligen Fermi-niveau der einzelnen Halbleiterkomponenten ab, das über die Heterostruktur konstant bleibt [65, 133, 134]. Es gibt für GaN verschiedene Werte für die Bandanpassung [135], wobei hier

$$\frac{\Delta E_{g,L}}{\Delta E_{g,V}} = \frac{74}{26} \quad (4.23)$$

für die Berechnungen benutzt wird. Die ungleiche Aufteilung der Diskontinuitäten sorgt dementsprechend für unterschiedlich hohe Einschlusspotentiale, für Löcher im Valenzband und Elektronen im Leitungsband.

Segregation

Segregation in InGaN-Quantenfilmen ist ein direktes Resultat der unterschiedlichen chemischen Eigenschaften von GaN und InN [136–139]. Der Unterschied in der freien Bindungsenergie ist hauptverantwortlich dafür, dass sich Indium beim Wachstum nicht gleichmäßig anreichert. Als Resultat verlaufen die Potentialflanken eines Quantenfilms nicht vertikal, sondern sind aufgeweicht [137]. Durch den veränderten Potentialverlauf, der beispielsweise entgegen der Verkipfung des Potentials durch das elektrische Feld wirken kann, werden die optischen Eigenschaften wie Übergangsenergie und Oszillatorstärke [136], aber

auch die internen Felder [137] in dem jeweiligen Quantenfilm stark beeinflusst. Die Segregation führt auch dazu, dass sich quantenpunktartige Indium-Inseln bilden können [63]. Diese ermöglichen eine hohe Effizienz nitridbasierter Lichtemitter, trotz der hohen Dichte an Versetzungen [136].

4.3 POTENTIALTOPF UNTER SPANNUNG

Mit den vorangestellten Überlegungen kann die Situation in einer InGaN/GaN-Quantenfilmstruktur mit wachstumsbedingter Verzerrung im Quantenfilm und der erwartete Einfluss durch einen extern angelegten Druck beschrieben werden (Abb. 4.2). Ohne angelegten externen Druck führt die zuvor beschriebene spontane und piezoelektrische Polarisation zu einem elektrischen Feld in den einzelnen Komponenten der Quantenfilmstruktur

$$F = \frac{P}{\epsilon}, \quad (4.24)$$

wobei ϵ die Permittivität im Medium ist. Das Feld der spontanen Polarisation in der unverzerrten GaN-Barriere wird durch Oberflächenladungen abgeschirmt [106]. Innerhalb des verzerrten Quantenfilms führt das Feld zu einer linearen Verkippung des Potentials $\Delta E_F = F * L$ über die Breite L des Quantenfilms. Das verkipppte Potential wiederum führt zu einer örtlichen Trennung der Ladungsträger im Valenz- und Leitungsband und damit zu einer Verringerung der Übergangswahrscheinlichkeit [126, 140–143]. Gleichzeitig reduziert das Feld die effektive Bandlücke des Quantenfilms E_{PL} (Abb. 4.2). Dieser Effekt wird allgemein - in Analogie zum Einfluss eines elektrischen Feldes auf die Spektrallinien in der Atomphysik - als Stark-Effekt durch strukturelle Einschränkung (engl.: quantum confined stark effect, QCSE) bezeichnet. In den hier untersuchten Proben ist die Überlappung der Wellenfunktionen jedoch aufgrund der geringen Dicke der Quantenfilme trotz des QCSEs hinreichend groß [49].

Durch Anlegen eines externen, uniaxialen Drucks in Wachstumsrichtung des Quantenfilms ändert sich einerseits durch den Einfluss der Deformationspotentiale die Bandlücke des Quantenfilms. Andererseits ändert sich die Verzerrung in den Materialien und damit auch das piezoelektrische Feld. Für die zuvor unverzerrte Barriere erhöht

sich die Polarisation, was aber durch die Oberflächenladungsträger kompensiert wird, sodass die Bandstruktur flach bleibt. Im verzerrten Quantenfilm wird durch den Druck die Verzerrung reduziert, sodass im Extremfall ebenfalls eine flache Bandstruktur erzeugt wird. Zusammengefasst wird der QCSE kompensiert und die Bandlücke steigt im Vergleich zum Fall ohne angelegten Druck (Abb. 4.2).

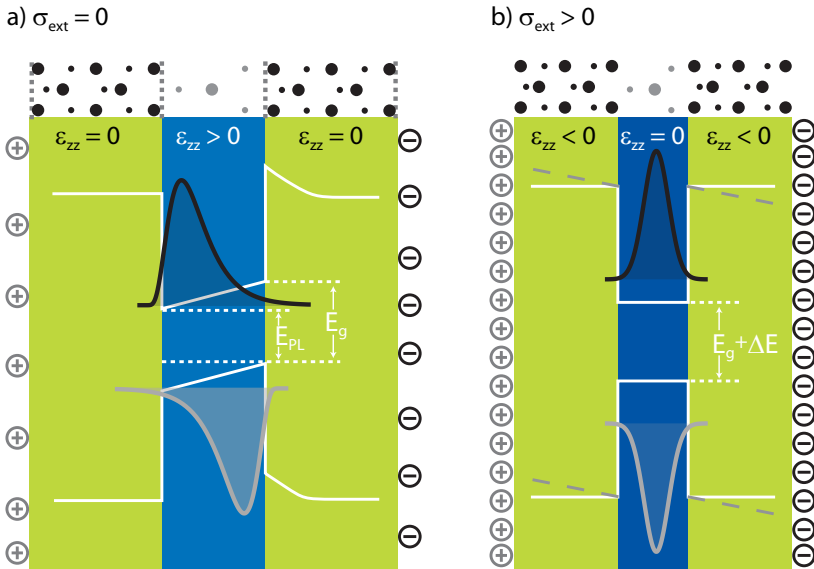


Abbildung 4.2: Skizze zum Druckeinfluss auf InGaN-QWs: a) Ohne externen Druck ist der QW (blau) verzerrt und sowohl die spontane als auch die piezoelektrische Polarisation führen zu einem Feld, das zu einer Verkipfung der Bandstruktur (weiße, durchgezogene Linien) führt. Das Feld in dem nicht verzerrten Barrierematerial (grün) wird durch Oberflächenladungsträger (Kreise) abgeschirmt.

b) Die externe Verspannung erzeugt Verzerrung im Barrierematerial und reduziert die Verzerrung im QW. Das entstehende piezoelektrische Feld in der Barriere (graue, gestrichelte Linie) wird weiterhin durch die Oberflächenladungsträger kompensiert (weiße, durchgezogene Linien). Im Extremfall wird durch die Verzerrung auch im QW eine flache Bandstruktur erzeugt.

Die effektive Bandlücke im verzerrten QW (E_{PL}) ist aufgrund des QCSE kleiner als die Bandlücke im unverzerrten QW (E_{PL}). Der gleiche Effekt führt zu einer örtlichen Trennung der Wellenfunktionen (schraffierte Kurven). Durch den angelegten Druck wird der QCSE kompensiert. Zusätzlich ändert sich die Bandlücke aufgrund der Deformationspotentiale (ΔE).

4.4 MESSERGEBNISSE

Im Folgenden werden zeit- und polarisationsaufgelöste Photolumineszenzmessungen an einem GaN/InGaN Einzel-Quantenfilm (Probe I, Abschnitt 4.4.1) und Anrege-Abfrage Messungen an einem fünffach Quantenfilm (Probe II, Abschnitt 4.4.2) vorgestellt, um die zuvor beschriebene Theorie zu überprüfen bzw. zu bestätigen. Hierbei wird die Verzerrung in der Probe durch einen externen, uniaxialen Druck entlang der Wachstumsrichtung verändert (Abschnitt 3.1).

4.4.1 Photolumineszenz am Einzel-Quantenfilm

Abbildung 4.3 zeigt eine Beispielmessung der Photolumineszenz an Probe I. Die aufgenommenen Schmierbildkamerabilder (Abb. 4.3, a) werden zeitlich (vertikale Achse) integriert, um die spektrale Verteilung der PL und die Übergangsenergie im QW zu erhalten. Das Ergebnis einer solchen Integration ist in Abbildung 4.3 (b) dargestellt. Aus der Anpassungsfunktion können, unter Berücksichtigung der ersten Antistokes- und der ersten drei Stokeslinien, Werte für die Amplitude der PL und die zentrale Wellenlänge abgeleitet werden:

$$f(E) = A_0 \left(a_{\alpha S} e^{-\left(\frac{E - (\epsilon_0 + \Delta\epsilon_{LO})}{w}\right)^2} + e^{-\left(\frac{E - \epsilon_0}{w}\right)^2} + \sum_{i=1}^3 \frac{a_S^i}{i!} e^{-\left(\frac{E - (\epsilon_0 - i\Delta\epsilon_{LO})}{w}\right)^2} \right) f_{FP}(E). \quad (4.25)$$

Hierbei ist A_0 die Amplitude des Übergangs ohne beteiligtes Phonon und a_S und $a_{\alpha S}$ stehen für die relativen Amplituden des Beitrags durch jeweils Stokes- bzw. Antistokes Verschiebung [144–147]. Die Übergangsenergie ist durch ϵ_0 gegeben und $\Delta\epsilon_{LO} = 91$ meV ist die Energie des longitudinalen optischen Phonons [145]. Die energetische Breite ($1/e$ -Breite) der PL w wird hauptsächlich durch Variationen in der Quantenfilmdicke [148] und der Indiumkonzentration hervorgerufen [149]. Weiterhin berücksichtigt $f_{FP}(E)$ eine Modulation des Signals, die durch Reflexion an der Vorder- und Rückseite der Probenstruktur entsteht (Fabry-Perot, siehe Anhang).

Die zeitliche Dynamik der Photolumineszenz wird ermittelt, indem

die Daten (Abb. 4.3, a) spektral integriert werden (horizontal). Die Dynamik des betrachteten QWs ist signifikant länger als das betrachtete Schmierbildkamerafenster (Abb. 4.3, d, blauer Bereich). Daher wird das detektierte Signal zum einen von der vorherigen Anregung (Abb. 4.3, d, grau) beeinflusst. Zum anderen wird ein Artefakt gemessen (Anhang A), das aus der gegenläufigen Ablenkungsspannung der Schmierbildkamera entsteht (Abb. 4.3, d, grau gepunktet). Für alle erwähnten Beiträge zum Signal wird die Anregung durch den Laser und der damit verbundene, schnelle Anstieg der PL mit einer Fehlerfunktion ($\text{erf}(x)$) berücksichtigt, bei der τ_σ die ansteigende Flanke beschreibt. Die strahlende Rekombination wird durch eine Exponentialfunktion mit der Zeitkonstanten τ_1 ausgedrückt. Das gemessene Signal entspricht der Summe der einzelnen Komponenten und kann durch

$$\begin{aligned}
 f_1(t) &= e^{-\frac{(t-t_0)+T_L/2}{\tau_1}} \cdot \text{erf}\left(-\frac{(t-t_0)+T_L/2}{\sqrt{2}\tau_\sigma}\right), \\
 f_2(t) &= e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau_1}} \cdot \text{erf}\left(-\frac{(t-t_0)}{\sqrt{2}\tau_\sigma}\right), \\
 f_3(t) &= e^{\frac{(t+t_0)-T_L/2}{\tau_1}} \cdot \text{erf}\left(\frac{(t+t_0)-T_L/2}{\sqrt{2}\tau_\sigma}\right), \\
 f(t) &= A_0 * \sum_{i=1}^3 f_i(t) \tag{4.26}
 \end{aligned}$$

angepasst werden. Hierbei ist A_0 die Amplitude der Photolumineszenz und τ_1 die strahlende Lebensdauer. Die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Laserpulsen ist $T_L \approx 12.7$ ns, die gleichzeitig die Frequenz der Ablenkungsspannung der Schmierbildkamera (Abb. 4.3, d, graue Sinusfunktion) vorgibt. Der gemessene Zeitpunkt der Anregung t_0 ist gleichzeitig ein Maß für die Phase zwischen Ablenkungsspannung und Laseranregung. Die Funktion $f_1(t)$ berücksichtigt den Einfluss der vorherigen Anregung unter der Annahme der gleichen Amplitude A_0 und strahlender Lebenszeit τ_1 wie bei der aktuell gemessenen Photolumineszenz $f_2(t)$. Das Artefakt wird durch $f_3(t)$ beschrieben und entsteht durch die scheinbare Rückreflexion des Signals am Umkehrpunkt der Ablenkungsspannung der Schmierbildkamera (Abb. 4.3, d, vertikale Linie), an dem die Zeitachse der Schmierbildkamera die Richtung wechselt. Das Artefakt entsteht aus dem Signal

der aktuell gemessenen Anregung, sodass Amplitude und Lebenszeit jeweils gleichzusetzen sind.

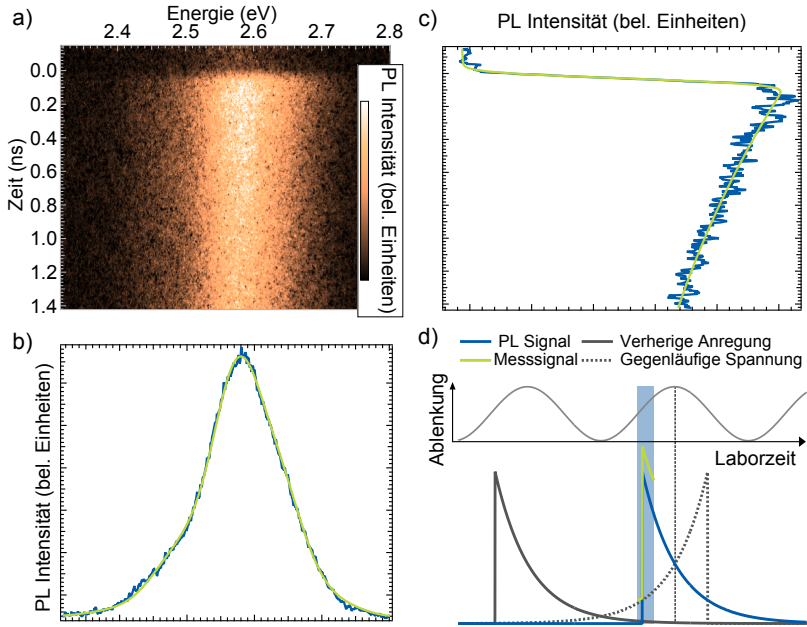


Abbildung 4.3: Zeitaufgelöste Photolumineszenz-Beispielmessung bei 9 mW Laserleistung und ohne angelegten Druck: a) Schmierbildkamera Aufnahme der Photolumineszenz von Probe I. Der Anregungslaser liegt außerhalb des Detektionsfensters. b) Die spektrale Information der PL wird durch Integration der Daten über die Zeit errechnet. c) Das zeitliche Verhalten der PL folgt aus der spektralen Integration. d) Skizze zur Signalzusammensetzung im Detektionsfenster (blauer Bereich): Das detektierte Signal vor der eigentlichen Anregung folgt aus einem Artefakt durch die scheinbare Rückreflexion am Umkehrpunkt der Ablenkspannung der Schmierbildkamera (Details im Text und Anhang A)

Abhängigkeit von der Anregungsleistung

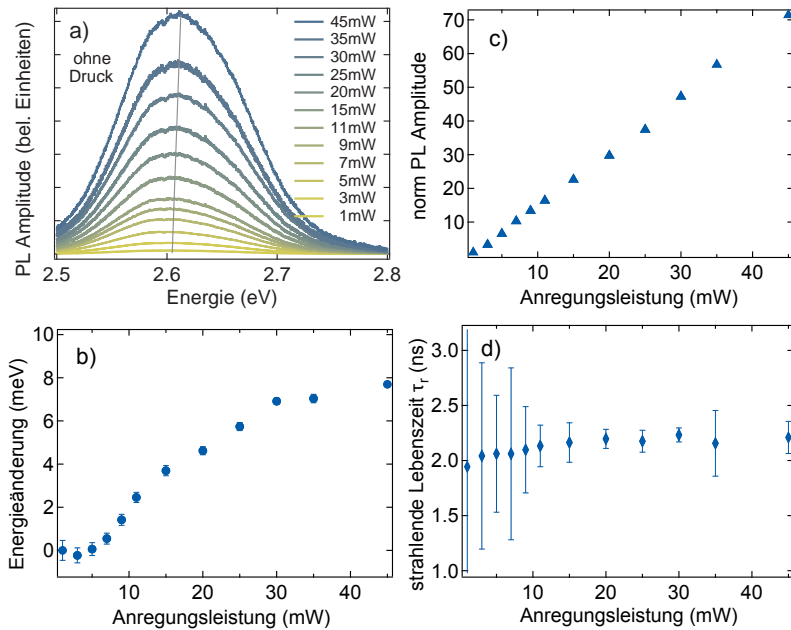


Abbildung 4.4: Einfluss der Anregungsleistung auf die Photolumineszenz ohne angelegten Druck: a) Integrierte Spektren für Anregungsleistungen von 1 mW (grün) bis 45 mW (blau). b) Die Änderung der Übergangsenergie $\Delta\epsilon_0$ wird durch die angeregten Ladungsträger hervorgerufen, die das interne Feld abschirmen. c) Die lineare Änderung der Amplitude mit wachsender Anregungsleistung weist auf eine lineare Zunahme von Exzitonen hin. d) Die strahlende Lebenszeit des angeregten Zustands ändert sich kaum mit der Anregungsleistung und zeigt, dass bereits im verzerrten Zustand die Überlappung der Wellenfunktionen im QW groß ist.

Abbildung 4.4 (a) zeigt die zeitlich integrierte Photolumineszenz des QW bei unterschiedlichen Anregungsleistungen von 1 mW (grün) bis 45 mW (blau). Die mit der Anpassung aus Gl. 4.25 und 4.26 errechneten physikalischen Größen $\Delta\epsilon_0$, A_0 und τ_r sind jeweils in Abbildung 4.4 (b, c, d) in Abhängigkeit der Anregungsleistung dargestellt. Die Amplitude der Photolumineszenz steigt mit der Anregungsleistung

linear an. Der Zusammenhang zwischen Anregungsleistung und Photolumineszenz wird durch eine Ratengleichung beschrieben, in die exzitonische Rekombination, Auger-Rekombination und Rekombination an Störstellen eingeht [150]. Der lineare Zusammenhang zwischen Anregungsleistung und Photolumineszenzintensität spricht für eine exzitonische Rekombination im Quantenfilm [142] (Abb. 4.4, c). Mit Anstieg der Anregungsleistung werden mehr Ladungsträger in den angeregten Zustand überführt, was zu der Erhöhung der PL Amplitude führt. Gleichzeitig wird das interne elektrische Feld durch die Ladungsträger abgeschirmt, sodass der QCSE reduziert wird. Dies führt zu einer Steigerung der Übergangsenergie ϵ_0 (Abb. 4.4, b). Dieser Effekt sollte durch die gleichzeitige Steigerung der Überlappung der Wellenfunktionen zu einer Verkürzung von τ_r führen, was allerdings in den vorgestellten Daten nicht beobachtet wird. Der Grund dafür kann verschiedenen Ursprungs sein. Einerseits liegen kleine Änderungen in τ_r unterhalb der Detektionsgrenze des Experiments, da τ_r deutlich länger als das Detektionsfenster der Schmierbildkamera ist. Andererseits ist es möglich, dass die Lebenszeit sich nicht ändert, da die Überlappung aufgrund der geringen Ausdehnung des QW schon ohne Feldabschirmung groß ist [49]. Eine Änderung des Feldes hat in diesem Fall nur einen kleinen Einfluss auf τ_r .

Druckabhängigkeit

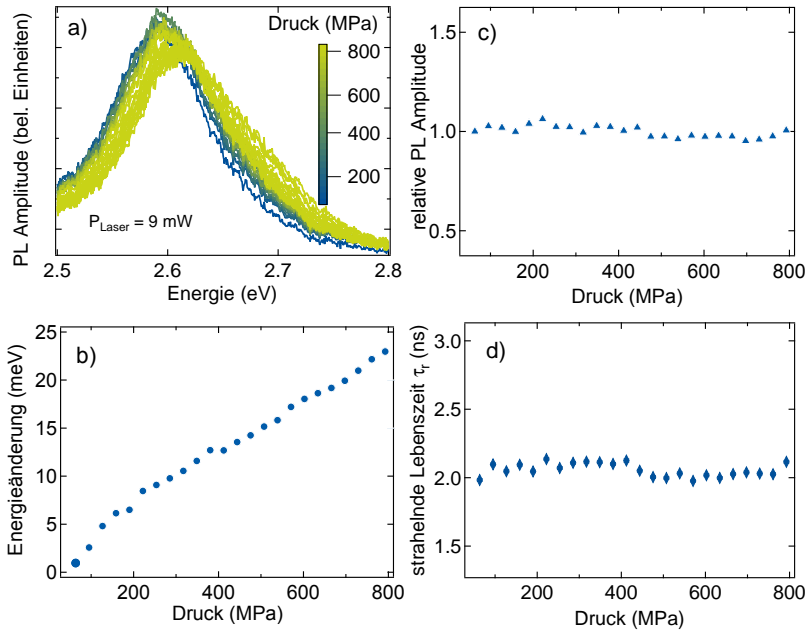


Abbildung 4.5: Druckeinfluss auf die Photolumineszenz bei 9 mW Anregungsleistung: a) Übersicht der integrierten TRPL Spektren für steigenden Druck (blau $\approx 40 \text{ MPa}$, grün $\approx 800 \text{ MPa}$). b) Die Verschiebung der Übergangsenergie $\Delta\epsilon_0$ wird durch Änderung der Deformationspotentiale und der internen Felder verursacht. Die Amplitude des Signals (c) und die strahlende Lebensdauer (d) werden im Rahmen der Messgenauigkeit nicht durch den Druck beeinflusst. Dies ist auf die große Überlappung der Wellenfunktionen im Quantenfilm zurückzuführen.

Des Weiteren wird der Einfluss eines extern angelegten, uniaxialen Drucks von 40 MPa (Abb. 4.5, a, blau) bis etwa 800 MPa (Abb. 4.5, a, grün) in c-Richtung untersucht und die Ergebnisse in Abbildung 4.5 zusammengefasst. Die Übergangsenergie ϵ_0 steigt mit dem Druck (Abb. 4.5, b), was zwei Ursachen haben kann. Die internen Verspannungen im Quantenfilm werden durch den externen Druck verringert, wodurch einerseits das piezoelektrische Feld verringert und damit

der QCSE reduziert wird. Andererseits führt die Veränderung der Verzerrung über den Einfluss der Deformationspotentiale ebenfalls zu einer Erhöhung der Übergangsenergie. Die fehlende Druckabhängigkeit der Amplitude (Abb. 4.5, c) und der strahlenden Lebenszeit (Abb. 4.5, d) im schmalen Quantenfilm ist ein weiterer Hinweis auf die hinreichende Überlappung der Wellenfunktionen, auch im verzerrten Fall mit elektrischem Feld.

Die Interpretation des Verhaltens der Übergangsenergie unter dem

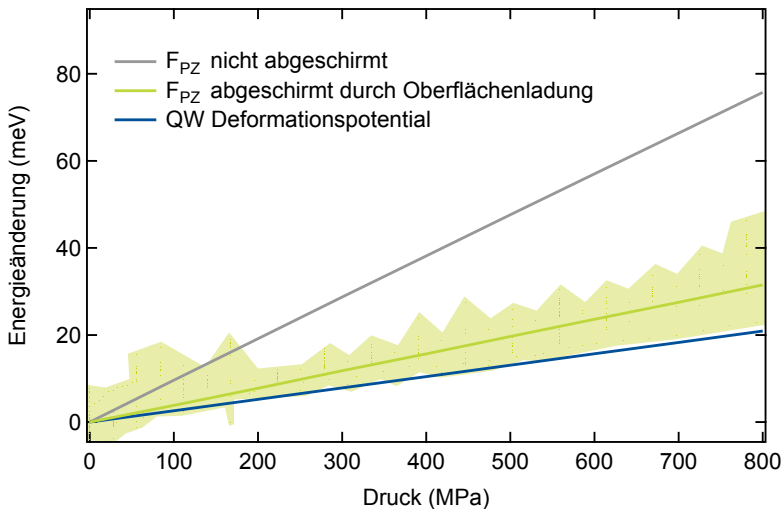


Abbildung 4.6: Berechneter Druckeinfluss auf die Übergangsenergie: Die blaue Linie zeigt den Verlauf der Potentialänderung aufgrund der Änderung der Deformationspotentiale. Die graue Linie zeigt den Verlauf, wenn zusätzlich die Änderung der piezoelektrischen Felder berücksichtigt wird. Für die grüne Linie wird angenommen, dass das elektrische Feld im Barrierematerial durch Oberflächenladungsträger kompensiert wird. Dadurch reduziert sich die Druckabhängigkeit im Quantenfilm drastisch und stimmt gut mit den gemessenen Werten (grüne Fläche) überein.

Einfluss eines externen Drucks geschieht mit den in Abschnitt 4.2 beschriebenen Abhängigkeiten. In Abbildung 4.6 sind alle gemessenen Energieverschiebungen gezeigt (grüner Bereich), die teilweise bei unterschiedlichen Anregungsleistungen, aber auch an unterschiedlichen

Punkten auf der Probe gemacht wurden. Unter der Annahme, dass das erzeugte elektrische Feld im Barrierematerial durch Oberflächenladungsträger abgeschirmt wird, stimmt der Mittelwert der Daten gut mit dem berechneten Wert² überein (Abb. 4.6, grüne Linie). Die Messwerte sind deutlich kleiner als der Erwartungswert für die Berechnung ohne abgeschirmtes Feld (grau) und übersteigen den berechneten Wert der Beeinflussung rein durch die Deformationspotentiale (blau).

4.4.2 Anrege-Abfrage-Experimente an Mehrfach-Quantenfilmen

Die Messung der Photolumineszenz erfolgte zeit- und polarisationsaufgelöst. Die PL-Daten zeigen allerdings keine Polarisation der Photolumineszenz und somit keinen Hinweis auf eine Spinpolarisation. Die Ursache kann wie in Abschnitt 2.3 erwähnt vielfältig sein. Speziell kann die Zeitauflösung der Schmierbildkamera nicht ausreichend sein, oder die hochenergetische Anregung zu einer Anregung beider Valenzbänder führen. Daher wird die Spindynamik mit dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Anrege-Abfrage-Experiment untersucht. Die Untersuchungen werden an einem fünffach Quantenfilm (Probe II) durchgeführt, um das Signal zusätzlich zu verstärken. Die hier gezeigten Daten sind dabei erste Ergebnisse, die als Motivation für weitere Messungen dienen, um den Ursachen der beobachteten Eigenschaften auf den Grund zu gehen.

Eine typische Messung ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Die blaue Kurve zeigt die Änderung der Reflektivität $\Delta R/R$, die grüne Kurve die Rotation der Polarisation $\Delta\theta$ in Abhängigkeit des Pulsabstands zwischen Anrege- und Abfragepuls. Bei einem Pulsabstand (Δt) von 0 ps ist in beiden Kurven ein für Anrege-Abfrage-Experimente typisches, großes Signal zu erkennen (grau), das im Folgenden als kohärentes Artefakt bezeichnet wird [151, 152]. Der Ursprung liegt in der Interferenz zwischen Anrege- und Abfragepuls und nicht in den zu untersuchenden Prozessen in der Probe. Weiterhin ist in den Daten ein zweites kohärentes Artefakt enthalten (siehe auch Abb. 3.2, B), das durch den Rückreflex an der Probenrückseite verursacht wird. Der Einfluss des kohärenten Artefakts auf die Anpassung wird minimiert, indem die

² Die Berechnungen wurden an der TU Braunschweig von T. Langer durchgeführt. Dabei wurde die Schrödingergleichung für den Quantenfilm unter Einfluss der verschiedenen Felder berechnet. Die Grundlagen der Berechnung sind in Abschnitt 4.2 aufgeführt.

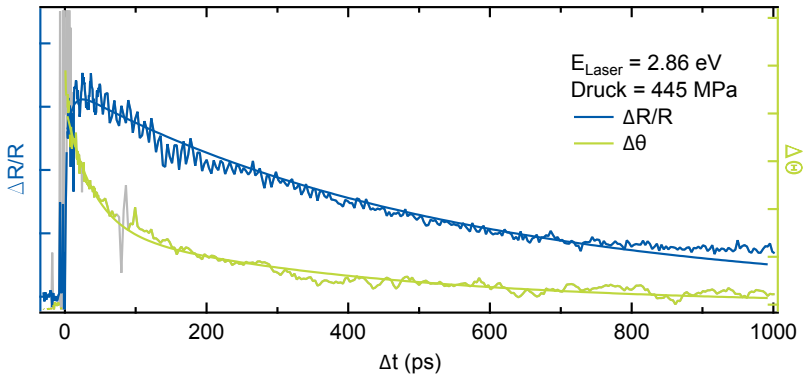


Abbildung 4.7: Anrege-Abfrage Beispielmessung bei $E_{\text{Laser}} = 2.86 \text{ eV}$ und 445 MPa angelegtem Druck: Die grüne Linie zeigt die Messung der Polarisationsdrehung, die blaue Linie die Reflektivitätsänderung. In beiden Messungen ist das kohärente Artefakt (grau) aufgrund der Interferenz des Anrege- und Abfragepuls mit einem Perzentil-Filter an die Messdaten unterdrückt. Die Anpassung erfolgt durch eine doppelt exponentielle Funktion (Linien) ab einem Pulsabstand von $\Delta t > 0$.

Artefakt Datenpunkte zuvor durch einen Perzentil-Filter in den Daten unterdrückt wurden.

Die Rohdaten können einen konstanten Untergrund beinhalten, der durch Abzug des Mittelwerts vor der Anregung des Systems ($\Delta t < 0$) korrigiert wird. Die Daten werden mit einer doppelt exponentiellen Funktion angepasst, die als Anpassungsgrößen je zwei Amplituden und zwei Zeitkonstanten liefert. Für $\Delta R/R$ beschreiben diese den langsamen Anstieg aufgrund des intrinsischen elektrischen Feldes [53] und den Zerfall durch Rekombination. Für $\Delta\theta$ wird der sehr kurze anfängliche Zerfall dem restlichen kohärenten Artefakt zugeschrieben. Die Ergebnisse der Anpassung für Untersuchungen bei verschiedenen Wellenlängen bei einem angelegten Druck von 280 MPa ist in Abbildung 4.8 zusammengefasst. Wie zu erwarten [49, 50], ist eine Rotation der Polarisation nur auf der hochenergetischen Seite der Photolumineszenz³ (grau) messbar. Das Maximum in $\Delta\theta$ markiert die Position selektiver Anregung des B-Valenzbands, sodass eine Spinpolarisation

³ Die gezeigte PL-Messung wurden von T. Langer zur Verfügung gestellt.

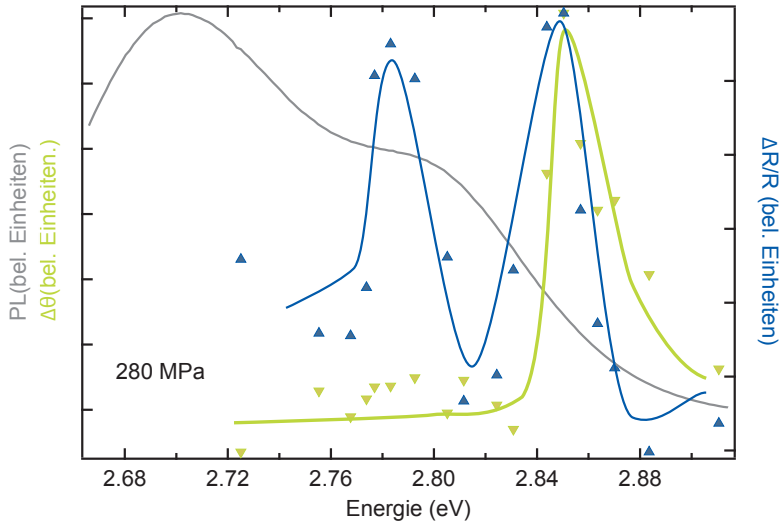


Abbildung 4.8: Anrege-Abfrage Ergebnisse in Abhängigkeit der Wellenlänge bei 280 MPa: Die Polarisationsdrehung (grün) hat ein Maximum auf der hochenergetischen Seite der PL (grau). Dieser Energiewert entspricht der Resonanz des B-Valenzbandes, bei dem selektive Anregung möglich ist. Die Änderung der Absorption (blau) zeigt zwei Maxima, deren Ursprung noch unklar ist. Eine Korrespondenz zu den beiden Valenzbandresonanzen oder Phononenrepliken ist aufgrund des energetischen Abstandes auszuschließen. Die grüne und blaue Linie sind eine reine Orientierungshilfe.

erzeugt werden kann. Interessanterweise zeigt die Reflektivität zwei Maxima, die allerdings aufgrund des großen, energetischen Abstands und in Verbindung mit dem Maximum der Polarisationsdrehung nicht durch Resonanzen mit dem A- und B-Valenzband oder Phononenrepliken zu erklären sind. Der wellenlängenabhängige Brechungsindex im Quantenfilm kann eine mögliche Ursache für das Auftreten der beiden Maxima sein [153]. Auf der hochenergetischen Flanke von $\Delta R/R$, nahe des Maximums von $\Delta\theta$, bei einer Laserenergie ($E_{\text{Laser}} = 2.86 \text{ eV}$), ist die Änderung der Amplitude beider Signale groß, sodass hier eine Änderung des angelegten Drucks zur größten Änderung im jeweiligen Signal führt. In Abbildung 4.9 sind die Ergebnisse der Druckabhängigkeit zusammengefasst. Die Reflektivität zeigt einen sehr starken

Einfluss des angelegten Drucks (Abb. 4.9, a). Mit stärkerem Druck verschiebt sich, wie aus den Untersuchungen der zeitaufgelösten PL hervorgeht, die Resonanz zu höheren Energien, wodurch das Maximum von $\Delta R/R$ zu höheren Energien verschoben wird. Ein Anstieg des Signals für größer werdenden Druck ist zu erwarten, da die Untersuchungen auf der hochenergetischen Flanke durchgeführt werden. Der Vorzeichenwechsel ist besonders interessant, da eine negative Amplitude in $\Delta R/R$ bedeutet, dass der Zustand durch den Einfluss des Pumpstrahls „entvölkert“ wird.

Im Gegensatz zur Reflektivität zeigt die gemessene Polarisationsdrehung keinerlei Änderung mit angelegtem Druck (Abb. 4.9, b). Das zeigt zum einen, dass die Änderung der Reflektivität nicht durch eine Änderung der Justage zustande kommt. Andererseits sollte die Polarisationsdrehung mit der Reflektivitätsänderung korreliert sein, da nur eine Polarisation vorhanden sein kann, wenn auch eine Anregung stattgefunden hat. Das zeitliche Verhalten von $\Delta R/R$ und $\Delta\theta$ bleibt nahezu unverändert. Dies stützt die Ergebnisse aus Abschnitt 4.4.1 und zeigt, dass der Einfluss auf die Überlappung der Wellenfunktionen klein ist.

4.5 ZUSAMMENFASSUNG ZUR DRUCKABHÄNGIGKEIT VON GAN/INGAN-QUANTENFILMEN

Die gezeigten Messungen an InGaN/GaN-Quantenfilmen zeigen einen klaren Einfluss der externen Spannung. Die Photolumineszenzdaten an einem Einzel-Quantenfilm zeigen den größten Druckeinfluss auf die Übergangsenergie. Die Anrege-Abfrage-Experimente zeigen den größten Einfluss in der Amplitude. Wird allerdings das Verhalten der Amplitude in Abhängigkeit der Anregungsenergie betrachtet, so kann die Amplitudenänderung ebenfalls auf eine spektrale Änderung zurückgeführt werden.

In einem engen, spektralen Bereich kann trotz Raumtemperatur und geringer Polarisierbarkeit eine Polarisationsdrehung gemessen werden. Ob diese tatsächlich auf eine Spinpolarisation zurückzuführen ist, muss noch abschließend geklärt werden. Ein Indiz jedoch ist, dass die Polarisationsdrehung verschwindet, wenn die Polarisation des Anregungsstrahls nicht moduliert wird (Abschnitt 3.2). Um endgültig sicherzustellen, dass eine Spinpolarisation vorhanden ist, muss

in weiteren Experimenten das Verhalten bei angelegtem Magnetfeld untersucht werden. GaN hat einen effektiven Landé g -Faktor von etwa 1.94 [48], sodass beispielsweise ein Feld von 1 T zu einer Larmorpräzession von ~ 27 GHz führt. Daraus folgt eine Periodendauer von ~ 37 ps, was unterhalb der hier gemessenen Zeitkonstante von $\Delta\theta$ liegt, sodass im Fall von Spinpolarisation eine periodische Modulation auf dem detektierten $\Delta\theta$ Signal zu sehen sein muss. Die lange Spinlebenszeit, das unveränderte Verhalten bei angelegtem Druck und die spektrale Abhängigkeit werfen Fragen auf, die in weiteren Experimenten adressiert werden müssen. Beispielsweise ist ein Vergleich des Druckeinflusses auf unpolare Quantenfilme interessant. Gleiches gilt für Druck in andere Kristallrichtungen [33, 122, 129, 154]. Bisher sind die Nitridexperimente auf Raumtemperatur und ohne ein externes Magnetfeld ausgelegt. Es ist nicht klar, wie sich die Probeneigenschaften mit der Temperatur ändern [62, 63] und ob davon auszugehen ist, dass ein externes Magnetfeld die Polarisation verstärkt [64]. Diese Einflüsse können voraussichtlich durch wenige Änderungen am experimentellen Aufbau neue Erkenntnisse mit sich bringen.

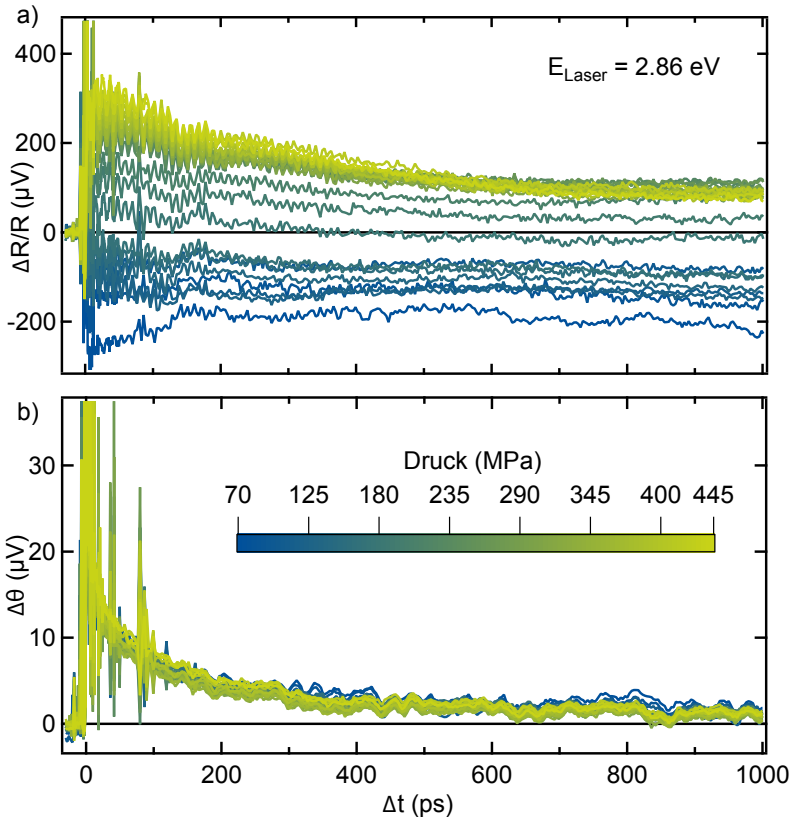


Abbildung 4.9: Anrege-Abfrage Messungen in Abhängigkeit des externen Drucks von 70 MPa (blau) bis 450 MPa (grün) bei $E_{\text{Laser}} = 2.86 \text{ eV}$: a) Die Messung der Reflexivitätsänderung $\Delta R/R$ zeigt einen ausgeprägten Einfluss des externen Drucks auf die Amplitude des Signals. Die negative Amplitude bei kleinem Druck spricht für eine optisch induzierte Entvölkerung des angeregten Zustands. b) Die Polarisationsdrehung $\Delta \theta$ zeigt wider Erwarten keine Druckabhängigkeit. In beiden Messwerten ist keine Änderung der Zeitkonstanten messbar, was gut mit den Ergebnissen der zeitaufgelösten Photolumineszenz übereinstimmt.

HOCHTEMPERATUR SPINDYNAMIK IN N-DOTIERTEM GAAS

Untersuchungen der Spindynamik von GaAs für unterschiedliche Dotierkonzentrationen (n_D) [155] zeigen, dass für hohe Dotierkonzentrationen im Bereich von $n_D \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ die Spinpolarisation innerhalb einiger 100 ps verloren geht. Umgerechnet auf die SNS entspricht dies einer Linienbreite von einigen GHz. Es wäre also ein sehr rauscharmer Detektor mit einer dementsprechend hohen Bandbreite von einigen GHz nötig, um eine SNS Messung durchführen zu können. Die übliche elektronische Verstärkungsbandbreite der Photodetektoren ist auf einige wenige GHz begrenzt [11]. Ein Prozess dieser Geschwindigkeit kann somit nicht mehr mit der klassischen SNS untersucht werden. Diese bekannten, schnellen Prozesse sind daher besonders geeignet, die Qualität und Bandbreite der USNS unter Beweis zu stellen. Neben dem demonstrativen Charakter der Messung wird ein interessanter Einfluss des Magnetfeldes auf die Spindynamik gemessen, der in einem einfachen Modell qualitativ beschrieben werden kann. Es werden Untersuchungen bei verschiedenen Temperaturen und einer zweiten Dotierkonzentration durchgeführt, um das aufgestellte Modell zu untermauern.

5.1 PROBENSPEZIFIKATION

Probe I (Anhang B) ist eine nach dem Chzochralski-Verfahren hergestellte GaAs-Probe mit $n_D^I = 8.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.¹ An dieser Probe werden die Magnetfeldabhängigkeiten für verschiedene Temperaturen durchgeführt.

Die zweite Probe (Anhang B) ist eine höher dotierte GaAs-Probe mit einer ungenau spezifizierten, nominellen Dotierkonzentration von $n_D^{II} = 1 - 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, die mit dem „Vertical Gradient Freeze“-Verfahren hergestellt wurde. Beide Proben sind etwa $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ groß und haben eine Dicke von $d \approx 300 \text{ }\mu\text{m}$.

5.2 MESSUNGEN UND ERGEBNISSE

Bronold *et. al.* [45] haben bereits 2002 theoretische Überlegungen zu hoch n-dotiertem GaAs vorgestellt und sie mit experimentellen Ergebnissen von Kikkawa und Awschalom [156] verglichen. Dabei wurde der Einfluss des Dyakonov-Perel-, des Elliot-Yaffet-Mechanismus und einer Variation des g-Faktors berücksichtigt. Letzterer resultiert aus der elektronischen k-Vektor Abhängigkeit des g-Faktors im Leitungsband [157] und führt zu einer Beschleunigung der Spindekohärenz mit zunehmendem, externen Magnetfeld. Ein Ursprung der g-Faktor Varianz liegt in der statistischen Verteilung der Elektronen im Leitungsband. Der Einfluss ist sehr gering und kann teilweise vernachlässigt werden [156]. Auch bei den Überlegungen von Bronold *et. al.* wird der Einfluss erst für sehr hohe Magnetfelder $B > 10 \text{ T}$ dominant.

In den im Folgenden vorgestellten Messungen zeigt sich der Einfluss einer weiteren intrinsischen g-Faktor Fluktuation, der deutlich größer ist als von der rein energetischen Verteilung erwartet wird und schon bei kleinen externen Magnetfeldern sichtbar ist. Dies kann mit einem anschaulichen Modell (Abschnitt 5.2.2) durch die stochastische Fluktuation der Dotierkonzentration innerhalb der Probe erklärt werden. In Abb. 5.1 ist beispielhaft die Magnetfeldabhängigkeit des Spinrauschsignals von Probe I bei einer Temperatur von 20 K zu sehen. Hierbei

¹ Die Herstellerangabe dieser Probe lautet $n_D^I = 8.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (Anhang B) Die verwendete Dotierkonzentration folgt aus Van der Pauw Widerstandsmessungen von J.G. Lonnemann.

sind die Messungen für eine bessere Übersicht versetzt zueinander dargestellt. Die Punkte stellen die Messwerte dar, die entsprechend Abschnitt 3.3 ausgewertet sind. Die durchgezogenen Linien zeigen jeweils die Anpassung an die Messdaten. Hierfür wurde die Funktion

$$f(\Delta t) = \frac{d \langle X^2(\Delta t) \rangle}{d\Delta t} = -\frac{e^{-|\Delta t|/\tau_s}}{2\tau_s} (\omega_L \tau_s \sin(\omega_L \Delta t) + \cos(\omega_L \Delta t)) \quad (5.1)$$

genutzt, die aus Gl. 3.3, durch die Ableitung der Autokorrelationsfunktion nach dem Pulsabstand Δt , folgt. Zunächst verdeutlicht Abbildung 5.1 die hohe Datenqualität und die gute Übereinstimmung zwischen Anpassungsfunktion und Messwerten. Weiterhin ist direkt erkennbar, dass mit zunehmendem Magnetfeld die Larmorfrequenz (ω_L) zunimmt (von blau zu grün). Die Messung ist für einen Pulsabstand $\Delta t > 65$ ps dargestellt. Für kürzere Abstände kommt es aufgrund einer nichtlinearen Antwort des Detektors zu einem überhöhten Detektionssignal, sodass diese Datenpunkte nicht in die Anpassung einbezogen werden können. Aus den Anpassungen können Informationen zur Larmorfrequenz und der Spindephasierungszeit extrahiert werden. Die Anpassung ist auch für kleine Magnetfelder bzw. kein Magnetfeld in guter Übereinstimmung mit den Messwerten. Allerdings ist die extrahierte Spindephasierungszeit für kleine Magnetfelder aufgrund der gebildeten Ableitung in Δt stärker fehlerbehaftet. Aus diesem Grund werden die Daten für kleine Magnetfelder $B \leq 1$ T nicht in die Auswertung von τ_s einbezogen (im Folgenden grau schraffierte Bereiche).

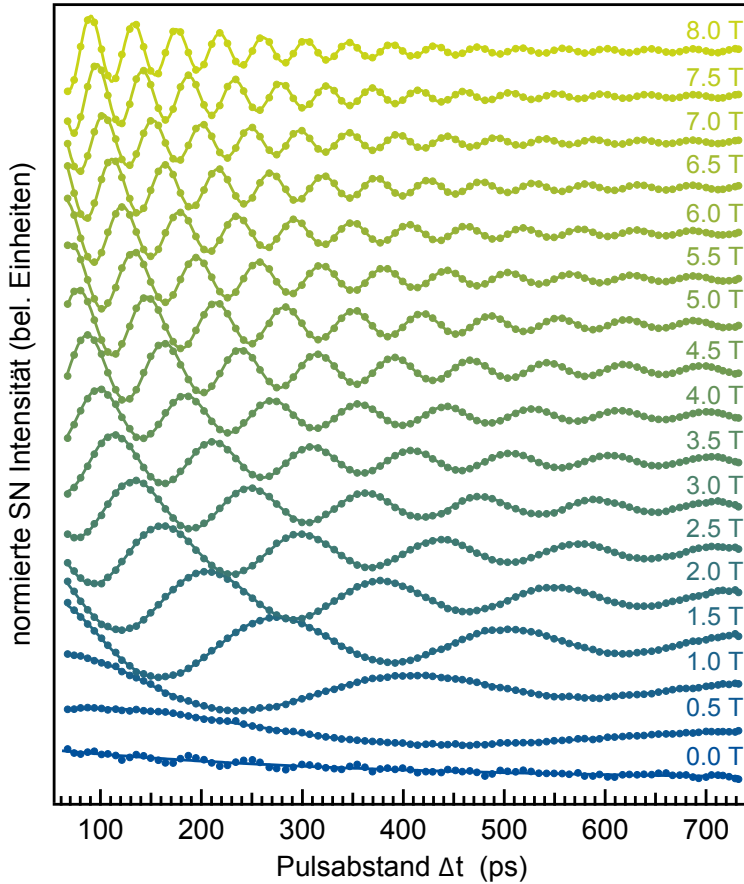


Abbildung 5.1: Magnetfeldabhängige Spinrauschmessung an GaAs bei 20 K:

Die Datenpunkte zeigen die Ableitung der gemessenen Spinrausch-Korrelationssignale aufgetragen gegen den Pulsabstand Δt . Die Linien sind die Anpassung nach Gl. 3.3. Das externe Magnetfeld steigt von blau (0 T) nach grün (8 T) an und führt zu einer schneller werdenden Larmoroszillation. Die Daten sind für eine bessere Übersicht versetzt zueinander aufgetragen. Aus der Anpassung können die Informationen zu τ_s und ω_L extrahiert werden.

5.2.1 Temperatur und Magnetfeldabhängigkeit

Abbildung 5.2 zeigt in blau die aus der Messreihe in Abbildung 5.1 extrahierten τ_s^{-1} und ω_L in Abhängigkeit des extern angelegten Magnetfelds. Zusätzlich sind in grün die Daten einer weiteren Messreihe an der gleichen Probe bei einer Temperatur von $T = 220$ K gezeigt. Der graue Bereich wird aufgrund des Ableitungsfehlers außer Acht gelassen. Das eingefügte Diagramm zeigt die gemessenen, extrahierten Datenpunkte für ω_L , ebenfalls in Abhängigkeit des angelegten Magnetfelds, die über den gesamten Magnetfeldbereich ausgewertet werden können. Bei der Anpassung der Daten wird vorgegeben, dass ohne angelegtes Magnetfeld auch $\omega_L = 0$ ist.

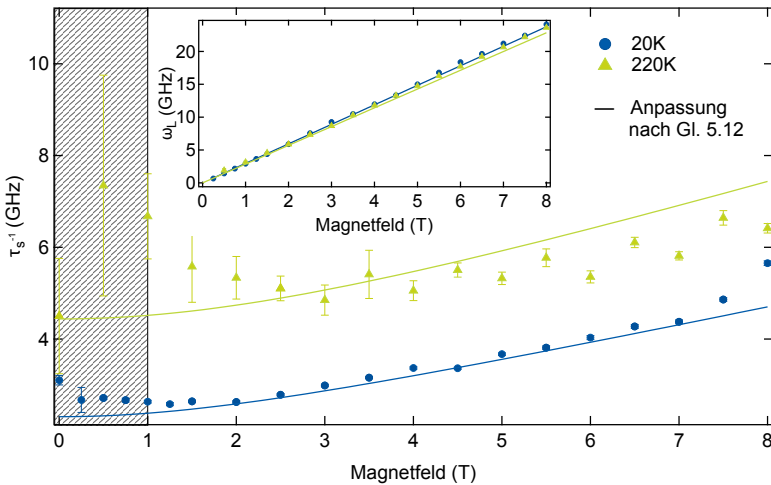


Abbildung 5.2: Magnetfeldabhängigkeit von τ_s für 20 K (blau) und 220 K (grün). Die ausgewerteten Messwerte (Punkte, Dreiecke) aus den Korrelationssignalen sind mit einer globalen Funktion (Gl. 5.12) angepasst (Linien). Der graue Bereich ist für die Anpassung außer Acht gelassen, da hier der Fehler aufgrund der Ableitung des Korrelationssignals groß ist. Das eingefügte Diagramm zeigt die Magnetfeldabhängigkeit der Larmorfrequenz. Auch hier wurde eine globale Anpassung (Gl. 5.7) durchgeführt (Linien).

In einem degenerierten Volumenmaterial-GaAs System zeigt die Spindynamik aufgrund der Inhomogenität des g-Faktors, in Verbin-

dung mit der Streuung an ionisierten Störstellen, eine theoretische Abhängigkeit von einem angelegten Magnetfeld und der Probertemperatur [60]

$$\tau_s^{\text{deg}}(B, T) \approx \alpha \cdot B^{-2} T^0 n_D^{-4/3}.$$

Die T^0 -Abhängigkeit stimmt allerdings nicht mit den gemessenen USNS-Daten überein. Auch die theoretische Temperaturabhängigkeit für den nicht degenerierten Fall,

$$\tau_s^{\text{nondeg}}(B, T) \approx \alpha \cdot B^{-2} T^{-7/2} n_D,$$

kann mit den hier vorgestellten Messungen nicht gezeigt werden. Weiterhin zeigen die Daten, dass, entgegen der Erwartung aus Ref. [45], τ_s^{-1} über den gesamten gemessenen Magnetfeldbereich zunimmt. Der Ursprung für dieses Verhalten liegt in einer verstärkten lokalen g -Faktor Inhomogenität (σ_g), deren Ursprung eine Fluktuation der Dotierkonzentration ist. Im Folgenden wird dieses Modell veranschaulicht und die Erkenntnisse für die Interpretation der Daten übernommen.

5.2.2 Modell zur Inhomogenität des g -Faktors

Betrachtet man ein quasi freies Elektron in den hier untersuchten hochdotierten Proben (Abb. 5.3), so bewegt sich dieses für Temperaturen kleiner als die Fermitemperatur $T_F = E_F/k_B$ mit der Fermigeschwindigkeit $v_F = \sqrt{2E_F/m_e}$. Zudem führen vorrangig ionisierte Störstellen und Elektron-Elektron Wechselwirkung dazu, dass das Elektron im Mittel nach der Impulsstreuzeit τ_p gestreut wird. Hierbei ist die freie Weglänge des Elektrons r gegeben durch $r = \tau_p \cdot v_F/2$.

Während der Spinlebenszeit τ_s bewegt sich das Elektron im Durchschnitt in einem Volumen $V = 4/3\pi r^3 \tau_s/\tau_p/2$ (blauer Bereich in Abb. 5.3). Wobei die Gewichtung mit τ_s/τ_p für die mittlere Anzahl an Stößen während der Spinlebenszeit steht. Innerhalb von V sind die Dotieratome statistisch verteilt und die Anzahl $N = V * n_D$ variiert mit $\delta N = \sqrt{N}$. Daraus folgt eine Fluktuation der Dotierkonzentration n_D mit $\delta n_D = \delta N/V$. Für das vereinfachte Modell betrachten wir nur die Ladungsträger bei einer Temperatur von $T = 0$ K an der Fermienergie

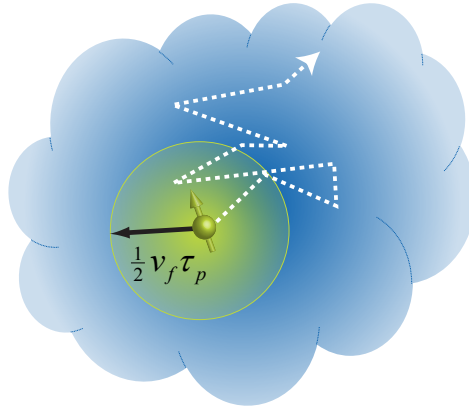


Abbildung 5.3: Skizze zur g -Faktor Varianz: Während der Spindephasierungszeit τ_s bewegt sich ein Elektron in einem mittleren Volumen V (blauer Bereich) und stößt mehrfach an ionisierten Störstellen. Die freie Weglänge ist dabei durch die Impulsstreuzeit (τ_p) und die Fermigeschwindigkeit (v_F) vorgegeben. Innerhalb des Volumens ist das Elektron Energieschwankungen ausgesetzt, die durch die statistische Verteilung der Dotieratome verursacht werden. Durch die Energieabhängigkeit des g -Faktors variiert auch der g -Faktor des Elektrons.

$E_F = (\hbar^2 (3\pi^2 n_D)^{2/3}) / (2m_e)$. Der zugehörige g -Faktor des Elektrons folgt der Energieabhängigkeit [158, 159]

$$g^*(E, T = 0) = g^*(0) + \beta \cdot E, \quad (5.2)$$

die sich ebenfalls auf die Fermienergie reduziert ($E \rightarrow E_F$). Hierbei ist $g^*(0)$ der g -Faktor bei $T = 0$ K, der aus der $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie berechnet wird und $\beta = 6.3 \text{ eV}^{-1}$ der Literaturwert der Energieabhängigkeit. Ändert sich die lokale Dotierkonzentration in dem Volumen, ändert sich nach obiger Betrachtung die Fermienergie und damit auch der g -Faktor des Elektrons

$$\delta g = \frac{\partial g}{\partial E_F} \frac{\partial E_F}{\partial n_D} \delta n_D.$$

Die so eingeführte g -Faktor Fluktuation ist größer als die von Bronold *et. al* betrachtete, die durch die thermische Verteilung der Elektronen

im Leitungsband verursacht wird. Dies führt zu einem deutlich größeren Einfluss auf die Spindynamik, der sich bereits bei kleinen Feldern bemerkbar macht. Durch Ausführung der obigen Ableitungen folgt der Ausdruck für die g-Faktor Inhomogenität

$$\sigma_g(T) = \chi \cdot \beta \frac{(3\pi^2)^{2/3} 2\hbar^2}{6m_e(T)} n_D^{-\frac{1}{3}} \delta n_D. \quad (5.3)$$

Der hier eingeführte Faktor χ ist ein Anpassungsparameter, auf den später noch eingegangen wird.

5.2.3 Weitere Einflüsse auf die Messung

Neben dem Einfluss durch die Fluktuation der Dotierkonzentration, der sich hauptsächlich in der Magnetfeldabhängigkeit der Spindephasierungszeit äußert, ändern sich einige Größen mit der Temperatur. Die Fermienergie $E_F(T)$ ist temperaturabhängig und kann mit der Fermifunktion F_D , der Zustandsdichte im Volumenmaterial D^{3D} und der Gleichheit der Ladungsträger mit n_D berechnet werden [13]. Der temperaturabhängige g-Faktor $g^*(T)$ und die effektive Masse $m^*(T)$, die aus der $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie berechnet werden [159, 160], folgen aus der Änderung der Energiezustände nach dem Modell von Viña *et. al.* [159, 161]. Mit einer Dotierung von $n_D^I = 8.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ist Probe I nach Hwang [162] im degenerierten Zustand. Die Unterscheidung zwischen degeneriertem und nicht degeneriertem Zustand ist wichtig für die Betrachtung der elektrischen Zustände im Halbleiter und erfolgt über [162]

$$n_{deg} = \frac{\pi}{3} \left(\frac{8k_B m^*}{\hbar^2} \cdot T \right)^{3/2}. \quad (5.4)$$

Hierbei ist m^* die effektive Elektronenmasse, k_B die Boltzmannkonstante und \hbar das Planck'sche Wirkungsquantum. Die Dotierung n_{deg} gibt dabei die Untergrenze an, sodass ein System für eine Dotierung $n_D > n_{deg}$ als degeneriert bezeichnet wird. Im komplett degenerierten Fall kann für die Energie der untersuchten Elektronen die Fermienergie angenommen werden [60]. Bei einem nicht degenerierten System muss hingegen eine Boltzmannverteilung ($3/2k_B T$) angenommen werden.

Bei 20 K ist $n_{\text{deg}}^{20\text{K}} = 5.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ für 220 K erhöht sich dieser Wert auf $n_{\text{deg}}^{220\text{K}} = 2.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und liegt damit sehr nahe an der Dotierkonzentration von Probe I. Für die Betrachtung der Probe bedeutet dies, dass nicht die konstante Fermienergie angenommen wird. Vielmehr muss eine Verteilung um die Fermienergie einbezogen werden, die allerdings aufgrund des fast degenerierten Zustands nicht durch eine Boltzmann- sondern durch eine Fermiverteilung beschrieben wird. Für die theoretische Betrachtung des g -Faktors muss also die thermische Verteilung der Elektronen im Leitungsband durch eine Gewichtung des g -Faktors,

$$\langle g^*(E, T) \rangle = \frac{\int_0^\infty dE g^*(E, T) D^{3D} F_D (1 - F_D)}{\int_0^\infty dE D^{3D} F_D (1 - F_D)}, \quad (5.5)$$

einbezogen werden. Diese Gewichtung wird im weiteren Verlauf noch häufiger Anwendung finden, sodass die Einklammerung einer Größe mit $\langle \dots \rangle$ im Folgenden bedeutet, dass die Verteilung um die Fermienergie einbezogen wird:

$$\langle \dots \rangle = \frac{\int_0^\infty dE \dots D^{3D} F_D (1 - F_D)}{\int_0^\infty dE D^{3D} F_D (1 - F_D)}. \quad (5.6)$$

Weiterhin wird zu Gl. 5.2 ein Parameter Δg_R hinzugefügt, der die Änderung des g -Faktors durch die Bandrenormalisierung berücksichtigt: [163]

$$g_{\text{tot}}^*(E, T) = \langle g^*(E, T) \rangle + \Delta g_R. \quad (5.7)$$

Für die homogene Spindephasierungszeit $\tau_{s,\text{hom}}$ wird eine Dominanz des DP-Mechanismus angenommen [164]. Hieraus berechnet sich die Temperaturabhängigkeit [46, 165]

$$\tau_{s,\text{hom}}^{-1}(T) = \gamma_h(T) = \frac{32}{105} \gamma_3^{-1} \alpha^2 \frac{\langle E(T) \rangle^3}{\hbar^2 E_g(T)} \tau_p(T), \quad (5.8)$$

mit dem normierten Wechselwirkungsquerschnitt für Kleinwinkelstreuung $\gamma_3 = 6$ [46] und dem dimensionslosen Quantifizierungsfaktor der kubischen Spinaufspaltung in GaAs Volumenmaterial $\alpha = 0.07$ [157]. Weiterhin ist $E_g(T)$ die nach Varshni [166] berechnete, temperaturabhängige Bandlücke von GaAs und $\tau_p(T)$ ist die temperaturabhängige Impulsstreuzeit. Diese kann für den Fall von hochdotierten

Halbleitern mit Hilfe der Brooks-Herring Formel [155, 167] berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 r_0 &= \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{1/6} \sqrt{a_B n_D^{-1/3}}, \\
 \chi &= \frac{8r_0^2 m_e(T) E}{\hbar^2}, \\
 \alpha &= \frac{16\pi\epsilon^2 \sqrt{2em_e(T)}}{e^4 n_D} (eE)^{3/2}, \\
 \tau_p(E, T) &= \alpha \left(\log(\chi(T) + 1) - \frac{\chi(T)}{\chi(T) + 1} \right).
 \end{aligned} \tag{5.9}$$

Dabei ist $a_B = 4\pi\epsilon\hbar^2/(m_e e^2)$ der Bohrradius und $\epsilon = 12.9\epsilon_0$ die dielektrische Konstante in GaAs.

Zusätzlich wird die Temperaturabhängigkeit der Impulsstreuzeit experimentell durch die Messung der Ladungsträgermobilität nach der Van der Pauw Methode [168] bestimmt². Die gemessenen Werte (Abb. 5.4) stimmen mit einer Abweichung von ~ 2 mit den erwarteten Werten aus Gleichung 5.9 überein, sodass die Anpassung mit einem erweiterten Brooks-Herring Modell [169] erfolgt, welches hervorragende Übereinstimmung mit den gemessenen Daten zeigt. In den Mobilitätsmessungen wird die Elektron-Elektron Streuung nicht berücksichtigt, da der Gesamtimpuls des Elektronensystems erhalten bleibt. Die ermittelten Impulsstreuzeiten entsprechen daher der vorherrschenden Impulsstreuzeit an ionisierten Störstellen $\tau_{p,ii}$. Für die Bestimmung der Gesamtimpulsstreuzeit,

$$\tau_p(T)^{-1} = \tau_{p,ii}(T)^{-1} + \tau_{p,ep}^{-1}, \tag{5.10}$$

muss jedoch die Störstellenstreuung und die Elektron-Plasmonstreuung³ $\tau_{p,ep}$ berücksichtigt werden. Dabei ändert sich $\tau_{p,ep}$ im betrachteten Temperaturbereich nur gering und wird daher als konstanter Anpassungsparameter für die Interpretation der Messungen der Spindephasierungszeit angenommen [171].

² Die Magnetotransportmessungen wurden von J.G. Lonnemann durchgeführt.

³ Die elastische Elektron-Elektron Streuung bei der untersuchten Probendotierung muss erst ab einer Temperatur $T \approx 160$ K berücksichtigt werden [170] und hat bei diesem Temperaturwert eine Streuzeit von $\tau_{p,ee} \approx 1$ ns, sodass der Effekt keinen signifikanten Einfluss auf die hier betrachteten Vorgänge nimmt.

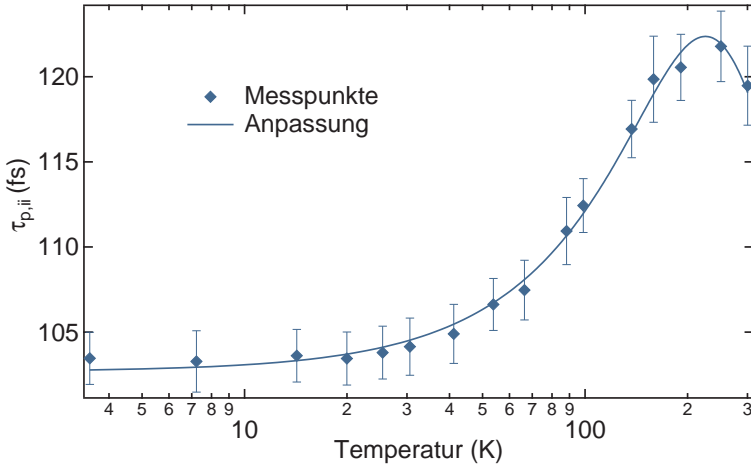


Abbildung 5.4: Die gemessene Impulsstreuzeit an ionisierten Störstellen $\tau_{p,ii}$ (Rauten) und die Anpassung mit einem erweiterten Brooks-Herring Modell [169].

Die bisher betrachtete Spindynamik stellt den berechneten, homogenen Erwartungswert für τ_s bei $B = 0$ T dar. Gleichzeitig existiert eine inhomogene Dephasierungsrate

$$\gamma_i(B, T) = \sigma_g(T) \mu_B B / (\hbar \sqrt{2}) \quad (5.11)$$

als Resultat der Gauß'schen Verteilung der Dotieratome. Die Breite dieser Gaußverteilung ist durch σ_g (Gl. 5.3) gegeben. Der Faktor $1/\sqrt{2}$ berücksichtigt die Definition der Dephasierungszeit nach Ref. [37] in Verbindung mit einer gaußförmigen, inhomogenen Verbreiterung. Die Zeit T_2 ist dabei so definiert, dass $t = T_2$ der Breite der inhomogenen Verbreiterung entspricht.

Die inhomogene Verbreiterung wird mit dem Magnetfeld stärker, der homogene Anteil bleibt jedoch gleich. Die Daraus folgende Kombination aus Lorentz- und Gaußkurve wird am besten durch ein Voigt-Profil beschrieben. Daher wird die kombinierte Spindephasierungszeit in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes $\tau_s(B)$ ebenfalls mit einem Voigt-Profil angepasst:

$$\tau_s(B, T)^{-1} \approx \pi [c_0 \gamma_h(T) + \sqrt{c_1 \gamma_h(T)^2 + (\gamma_i(B, T)/\pi)^2}]. \quad (5.12)$$

Hierbei sind c_0 und c_1 empirische Konstanten für die Anpassung des Voigt-Profiles [172]. In diese Gleichung gehen die zuvor aufgeführten theoretischen Überlegungen für $\gamma_h(T)$ (Gl. 5.8) und $\gamma_i(B, T)$ (Gl. 5.11) ein, sodass sie genutzt werden kann, um die gemessenen Daten physikalisch zu interpretieren. Die eingezeichneten Linien in Abbildung 5.2 sind mathematische Anpassungen mit Gleichung 5.12 an die gemessenen Werte. Die Anpassung zwischen der theoretischen Vorhersage und den Messwerten erfolgt über insgesamt nur drei freie Parameter. Der erste Parameter Δg_R wurde schon in Gleichung 5.7 eingeführt und wird für die Anpassung an die gemessenen Larmorfrequenzen ω_L genutzt. Der zweite Parameter beschreibt die Elektron-Plasmon Streuzeit $\tau_{p,ep}$ in Gleichung 5.10. Die Abweichung zwischen theoretischer und gemessener g-Faktor Inhomogenität wird im dritten Anpassungsparameter χ ausgedrückt, der an Gleichung 5.3 multipliziert wird. Der Faktor χ ist damit ein Maß für die Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung und ist mit unbekannter physikalischer Interpretation zu verstehen. Mögliche Ursachen können Einflüsse durch weitere magnetfeldabhängige Dephasierungsmechanismen (Abschnitt 5.2.4) oder andere Inhomogenitäten des g-Faktors sein.

Die Anpassungsparameter werden nicht mit den einzelnen Messreihen (Abb. 5.2 blau, grün) berechnet, vielmehr erfolgt die Anpassung global an alle aufgenommen Messpunkte, die in Abbildung 5.5 zusammengefasst sind. Damit wird eine möglichst große statistische Sicherheit der Anpassung erreicht. Die Berechnung der Parameter für die Dephasierungsrate $\tau_s^{-1}(B, T)$ erfolgt in einer Anpassung von χ und $\tau_{p,ep}-1$, sodass für jede der Messreihen bei unterschiedlichen Temperaturen mit den gleichen, gemeinsamen Werten eine optimale Übereinstimmung resultiert.

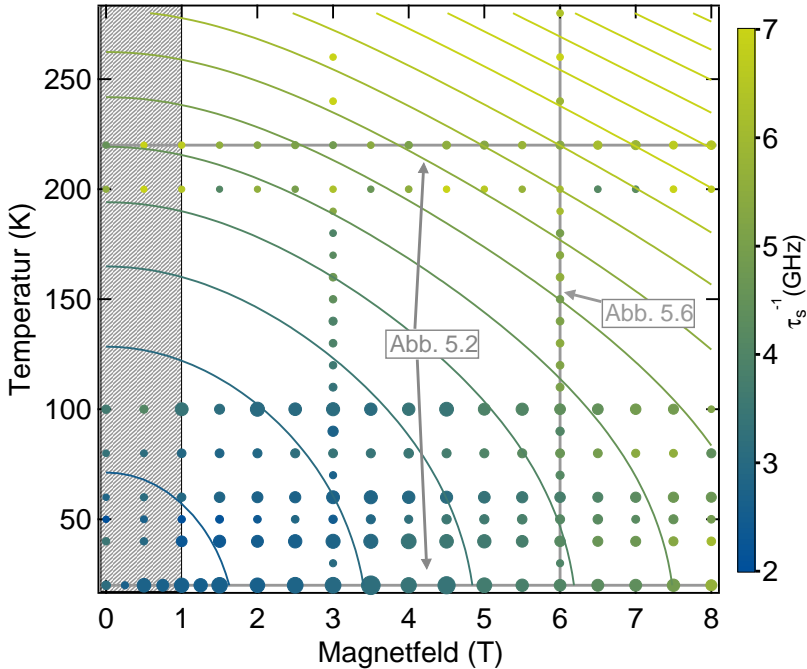


Abbildung 5.5: Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit von τ_s^{-1} für Probe I mit $n_D^I = 8.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Die Punkte zeigen die extrahierten Spindephasierungsrate aus den Korrelationsmessungen (Abb. 5.1). Die Größe der Punkte gibt die Messgenauigkeit an: große Punkte entsprechen genaueren Messwerten und fallen mehr ins Gewicht bei der globalen Anpassung mit Gl. 5.12. Das Ergebnis der Anpassung ist durch Linien dargestellt, wobei eine Linie jeweils einer konstanten Dephasierungsrate entspricht. Die Farbe der Linien und Punkte gibt den Wert der Dephasierungsrate vor und skaliert von blau = 2 GHz zu grün = 7 GHz. Die grauen Linien heben die Datenpunkte hervor, die in den angegebenen Abbildungen gezeigt sind.

In Abbildung 5.5 sind alle aufgenommenen Daten für verschiedene Temperatur- und Magnetfeldkombinationen zusammengefasst. Das Diagramm zeigt die extrahierten Spindephasierungsrate τ_s^{-1} , die farblich von 2 GHz (blau) nach 7 GHz (grün) ansteigen. Die Punkte stehen dabei für die extrahierten Messwerte aus den Korrelationsmes-

sungen (Bsp. Abbildung 5.1). Die Größe der Punkte ist so gewählt, dass große Messpunkte mit einem kleineren Messfehler behaftet sind und somit mehr in der Auswertung berücksichtigt werden. Kleine Punkte hingegen sind weniger genau und werden bei der Anpassung weniger gewichtet. Auch hier wird der graue Bereich in der Anpassung nicht berücksichtigt. Das Ergebnis der Anpassung ist in Form der eingezeichneten Linien mit konstanten Spindephasierungsraten dargestellt, die mit der gleichen Farbkodierung versehen sind.

Das einfache Modell der Fluktuation der Dotierkonzentration zeigt eine qualitative Übereinstimmung mit den Messwerten, die mit der Abweichung von $\chi \approx 8.5$ besser als eine Größenordnung ist. Der Anpassungsparameter $\tau_{p,ep} \approx 110$ fs entspricht dem Berechneten Erwartungswert. Weitere Untersuchungen und Verfeinerungen des Modells müssen gemacht werden, um eine genaue quantitative Aussage treffen zu können. Beispielsweise kann eine Temperaturabhängigkeit der Anpassungsparameter schon eine deutliche Verbesserung bedeuten.

Die vertikale und horizontalen, grauen Linien in Abbildung 5.5 markieren die Bereiche, die in den angezeigten Abbildungen als Schnitt durch die Datenpunkte bei einer konstanten Temperatur (Abb. 5.2) oder einem konstanten Magnetfeld (Abb. 5.6) gezeigt sind. Auch die dort gezeigten Linien sind Schnitte durch die globale Anpassung für die jeweilige Temperatur oder das jeweilige Magnetfeld. Sie verdeutlichen die qualitative Übereinstimmung über den kompletten Messbereich.

In Abbildung 5.6 sind die Daten bei konstantem Magnetfeld $B = 6$ T für den Temperaturbereich von 20 K bis 280 K gezeigt. Die durchgezogene, blaue Linie ist ein Schnitt durch die globale Anpassungsfunktion, die sehr gut mit den Messwerten übereinstimmt. Zudem zeigt die graue, gestrichelte Linie die aus den Parametern berechnete homogene Dephasierungsrate $\tau_{s, \text{hom}}^{-1}$ (Gl. 5.8) und die grüne, gestrichelte Linie zeigt die inhomogene Dephasierungsrate γ_i (Gl. 5.11).

Auch für die Anpassung an die gemessenen Larmorfrequenzen wurde eine globale Anpassung mit nur einem gemeinsamen Parameter Δg_R durchgeführt. Das Ergebnis ist hier nicht graphisch dargestellt, da die Änderung zu gering für eine übersichtliche Gestaltung ist. Die berechneten Anpassungen mit dem Parameter $\Delta g_R = -0.033$ werden aber beispielhaft für zwei Temperaturen in dem eingefügten Diagramm in Abbildung 5.2 und in Abbildung 5.7 gezeigt. Der Wert

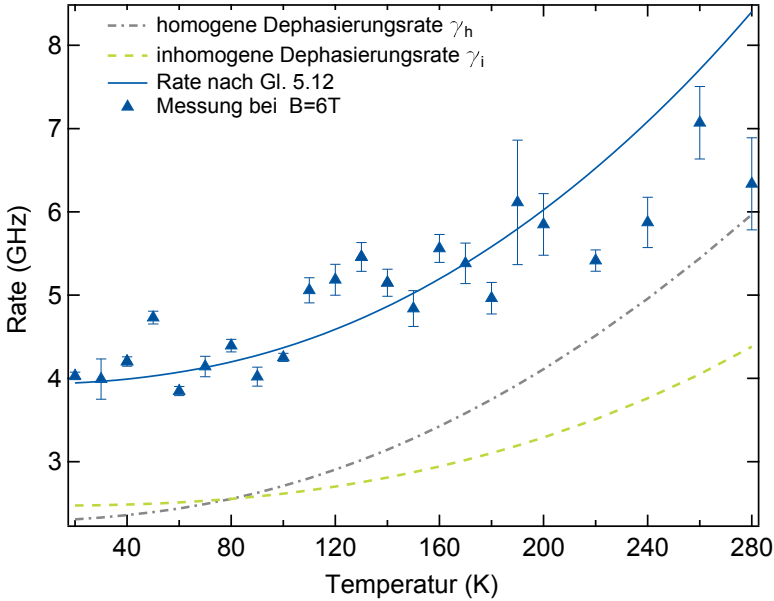


Abbildung 5.6: Die extrahierten Spindephasierungsraten bei einem externen Magnetfeld von 6 T im Temperaturbereich von 20 K bis 280 K (Dreiecke) und das Ergebnis der globalen Anpassung nach Gl. 5.12 (durchgezogene Linie). Die einzelnen Beiträge der Anpassungsfunktion sind getrennt voneinander dargestellt: Der Anteil der homogenen Dephasierungsrate als graue, gestrichelte Linie nach Gl. 5.8 und der Anteil der inhomogenen Dephasierungsrate als grüne, gestrichelte Linie nach Gl. 5.11.

für Δg_R entspricht einer Energieänderung von 12 meV der Bandlücke, welche berechnet wird durch subtrahieren der Energieänderung ΔE von der Temperaturabhängigkeit nach Viña *et. al.* [159, 161] und unterschätzt die durch Bandrenormalisierung erwarteten ~ 30 meV für diese Dotierung [173].

5.2.4 Einfluss der Dotierung

Die Messungen an der hochdotierten Probe ($n_D^{\text{II}} = 1 - 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) ergeben aufgrund der größeren Fermienergie $E_F \approx 59.8$ meV, wie

zuvor beschrieben, einen kleineren Betrag des g-Faktors $|g^*(E, T)|$ im Vergleich zur ersten Probe (Abb.5.7). Die Bandlückenrenormalisierung ist aufgrund der höheren Dotierung stärker ausgeprägt $\Delta g_R = -0.065$. Umgerechnet auf die Energieänderung ergibt dies $\Delta E = 26 \text{ meV}$, was wie zuvor den Erwartungswert von 50 meV [163] um einen Faktor zwei unterschätzt. Die gemessene Energieänderung von Casey und Stern [174] hingegen stimmt gut mit der Messung an Probe II überein.

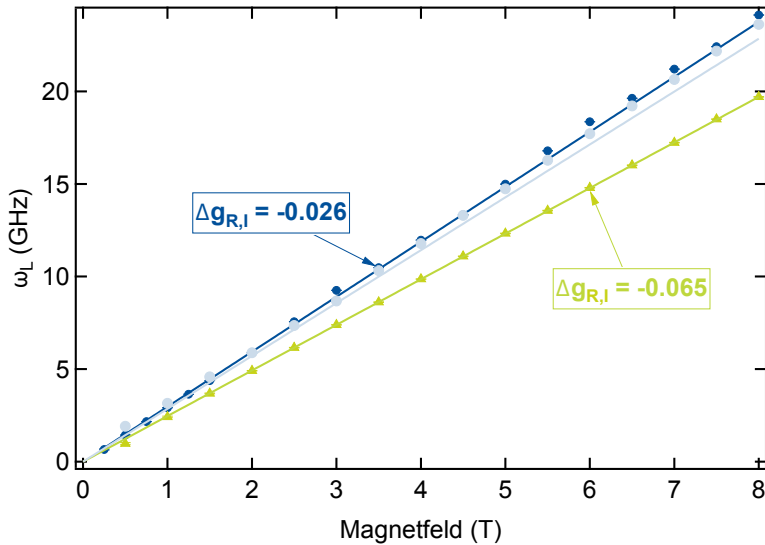


Abbildung 5.7: Magnetfeldabhängigkeit von ω_L für Probe I, $n_D^I = 8.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (blau bei 20 K, hellblau bei 220 K) und Probe II $n_D^{II} \sim 1.15 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (grün bei 20 K). Die Messwerte stimmen gut mit der Anpassung nach Gl. 5.7 überein. Der Betrag des freien Anpassungsparameter Δg_R ist für Probe II größer und passt zur Interpretation als Änderung durch die Verkleinerung der Bandkante aufgrund der hohen Dotierung.

Bei der Betrachtung von τ_s für die höhere Dotierung (Abb. 5.8, grün) fällt der weniger ausgeprägte Anstieg mit dem Magnetfeld auf. Zudem scheint sich ein Minimum der Spindephasierungszeit bei mittlerem Magnetfeld zu bilden. Ein ähnlicher Effekt ist auch bei höheren Temperaturen für Probe I zu erkennen (Abb. 5.8, hellblau). Hier kann dies aber auch mit der schlechter werdenden Messgenauigkeit für niedri-

ge Magnetfelder erklärt werden. Als Ursache für dieses anfängliche Abfallen von τ_s^{-1} wird der Einfluss des Magnetfelds auf den Dyakonov-Perel-Mechanismus vermutet. Wird der Einfluss des Magnetfelds auf τ_s^{-1} im Bereich hoher Felder (Abschnitt 2.3) betrachtet, so führt dies zu einer Abnahme der Spindephasierungsrate mit zunehmendem Magnetfeld [46] (Gl. 2.14). Wird zudem angenommen, dass die Korrelationszeit der zufälligen Spinpräzession ungefähr der Impulsstreuzeit entspricht [60], kann dies in die zuvor durchgeführten Anpassungen einbezogen werden. Hierzu werden die Raten $\tau_s(B, T)^{-1}$ (Gl. 5.12) und $\tau_s^{\text{DP}}(B)^{-1}$ addiert:

$$\tau_s^{\text{all}}(B, T)^{-1} = \tau_s(B, T)^{-1} + \tau_s^{\text{DP}}(B)^{-1}. \quad (5.13)$$

Abbildung 5.8 zeigt die Ergebnisse für die Anpassung mit (durchgezogene Linien) und ohne (gestrichelte Linien) Berücksichtigung von DP(B), wobei die Anpassung an $\tau_s(B, T)$ mit DP(B) an jede Messreihe getrennt erfolgt und nicht mit der globalen Methode. Aufgrund der fehlenden Mobilitätsmessung an Probe II wird ein weiterer Anpassungsparameter κ eingeführt, der eine Relation zwischen der gemessenen Streuzeit an ionisierten Störstellen in Probe I und dem Wert in Probe II darstellt,

$$\tau_{p,ii}^{\text{II}} = \kappa \tau_{p,ii}^{\text{I}}.$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst, in der jeweils die Anpassungsparameter als „frei“ markiert sind, festgelegte Werte sind als „fest“ gekennzeichnet. Die Anpassung erfolgt zuerst an die Messung an Probe I bei 20 K mit den freien Parametern $\tau_{p,ep}$ und χ . Die Werte ändern sich leicht im Vergleich zu den Werten der globalen Anpassung aus Abschnitt 5.2.1, die Übereinstimmung zu den Daten ist allerdings vergleichbar. Die so errechnete Elektron-Plasmon Streuzeit wird für die Anpassungen bei hoher Temperatur und Dotierung als fester Wert einbezogen. Für die Hochtemperaturmessung an Probe I ergibt sich damit eine bessere Übereinstimmung mit den Daten, wobei der Faktor χ im Vergleich zu der globalen Anpassung größer wird. Die Anpassungen an die Messungen an Probe II erfolgen jeweils mit den $\tau_{p,ep}$ -Werten von Probe I, allerdings wird ein Faktor κ zugelassen, der den Unterschied zwischen den beiden Dotierungen in der Elektron-Plasmon Streuzeit ausdrückt. Die Anpassung erfolgt sowohl mit, als

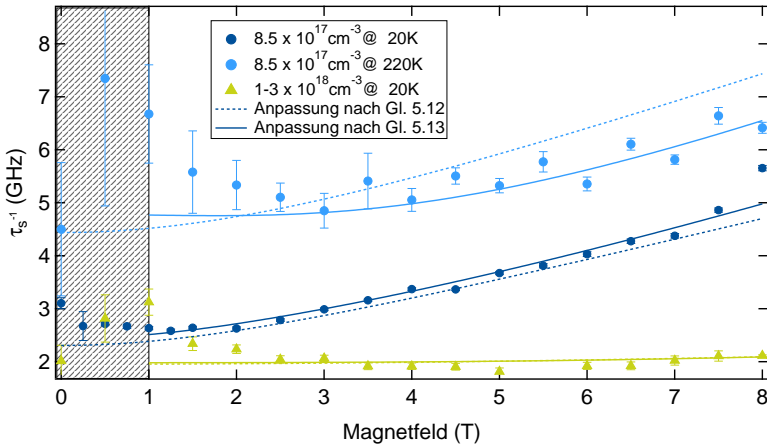


Abbildung 5.8: Magnetfeldabhängigkeit von τ_s für Probe I, $n_D^I = 8.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ (blau bei 20 K, hellblau bei 220 K) und Probe II $n_D^{II} \approx 1.15 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ (grün). Der graue Bereich wird bei der Anpassung nicht berücksichtigt, da hier aufgrund der Ableitung der Korrelationsfunktion der Fehler der extrahierten Messdaten groß ist. Die gestrichelten Linien zeigen die Resultate der globalen Anpassung nach Gl. 5.12. Wird zusätzlich die Magnetfeldabhängigkeit des DP-Mechanismus in die Berechnung einbezogen, folgt die Anpassung nach Gl. 5.13 (durchgezogene Linien) an die einzelnen Messreihen. Die Ergebnisse hierzu sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

auch ohne den Einfluss von $DP(B)$ zu beachten und zeigt in beiden Fällen eine ähnlich gute Übereinstimmung zu den Daten. Die Beachtung der Magnetfeldabhängigkeit des DP-Mechanismus zeigt also für eine hohe Temperatur an Probe I eine Verbesserung der Anpassung, verschlechtert aber die Abweichung von dem eingeführten Modell. Ob der Effekt mit in die Betrachtung einbezogen werden muss, kann durch weiterführende Experimenten geklärt werden.

Probe	Temperatur	$\tau_{p,ep}$	χ	κ
I	20	120 fs (frei)	11.7 (frei)	1 (fest)
I	220	120 fs (fest)	10.4 (frei)	1 (fest)
II (mit DP(B))	20	120 fs (fest)	1.6 (frei)	3.7 (frei)
II (ohne DP(B))	20	110 fs (fest)	0.8 (frei)	3.4 (frei)

Tabelle 5.1: Anpassungsergebnisse für $\tau_{s, \text{hom}}^{-1}$ (B) mit Einbeziehung der magnetfeldabhängigen Komponente des DP-Mechanismus. Freie Parameter sind Ergebnisse der jeweiligen Anpassungsfunktion, feste Parameter werden bei der Anpassung vorgegeben.

5.3 ZUSAMMENFASSUNG DER HOCHTEMPERATUR SPINDYNAMIK IN N-DOTIERTEM GAAS

Das vorgestellte Modell bietet eine Erklärung für den starken Einfluss der g -Faktor Inhomogenität, die zu einer Abweichung von dem erwarteten [45, 60] Verhalten der Spindynamik in einem nicht degenerierten System führt. Diese Abweichung ist zum einen darauf zurückzuführen, dass die Verteilung der Ladungsträger im Leitungsband teilweise degeneriert ist und daher die $T^{3/2}$ -Abhängigkeit [60] von τ_p nicht gegeben ist. Weiterhin ändert dies auch den Wert des effektiven g -Faktors und die effektive Masse der Elektronen.

Zum anderen existiert ein starker Einfluss der g -Faktor Inhomogenität, der auch bei kleinen Magnetfeldern sichtbar ist. Dieser ist nicht nur auf die Verteilung der Elektronen im Leitungsband zurückzuführen, sondern wird durch eine Fluktuation der Dotierkonzentration erklärt. Die Anpassungen nach dem Modell können in einer globalen Weise durchgeführt werden, sodass für alle Messungen die gleichen drei Anpassungsparameter genutzt werden. Dabei ist der Parameter $\Delta g = -0.033$ ein Maß für die Bandrenormalisierung, deren Ergebnis die Erwartungswerte unterschätzt. Der Parameter $\tau_{p,e,p} = 110$ fs wird der Elektron-Elektron Wechselwirkung zugeordnet und entspricht den Erwartungswerten für Elektron-Plasmon Streuung bei der betrachteten Dotierung. Der letzte Parameter $\chi = 8.5$ quantifiziert die Abweichung von dem vorgestellten Modell, das eine qualitative Übereinstimmung mit einer Abweichung von etwa einer Größenordnung liefert. Eine

quantitative Aussage kann erst getroffen werden, wenn der Ursprung der Abweichung geklärt ist. Die starke Fluktuation der Dotierung könnte eventuell eine probenspezifische Eigenschaft sein, wodurch auch das gegensätzliche Verhalten mit dem Magnetfeld aus den Messungen von Kikkawa und Awschalom [156] zu erklären ist.

Ein möglicher Einfluss ist durch die Magnetfeldabhängigkeit des Dyakonov-Perel-Dephasierungsmechanismus gegeben, der gerade bei hohen Temperaturen zu einer besseren Übereinstimmung zwischen Anpassung und Messung führt. In diesem Fall kann allerdings keine globale Anpassung mehr durchgeführt werden, sodass eine physikalische Interpretation der Anpassungsparameter eine noch größere Rolle spielt.

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

DIE vorliegende Arbeit befasst sich mit der Ladungsträger- und Spindynamik in hoch n-dotiertem Galliumarsenid und Indiumgalliumnitrid/Galliumnitrid-Quantenfilmen. Es werden die Einflüsse von Temperatur, Magnetfeld und externem Druck optisch untersucht und die Interpretation der Ergebnisse durch Modellrechnungen gestützt. Als optische Untersuchungsmethoden kommen zeit- und polarisationsaufgelöste Photolumineszenz, Anrege-Abfrage-Experimente und erstmals die ultraschnelle Spinrauschspektroskopie zum Einsatz.

Mit der ultraschnellen Spinrauschspektroskopie konnten Spindephasierungszeiten von wenigen hundert Pikosekunden gemessen werden, was Messungen der Spindynamik, auch nahe Raumtemperatur, ermöglicht. Weiterhin wird gezeigt, dass die Elektron-Elektron Streuzeit am quasi thermodynamischen Gleichgewicht eine weitere physikalische Größe ist, die mit der ultraschnellen Spinrauschspektroskopie in Verbindung mit Transportmessungen zugänglich ist.

Die ultraschnelle Spinrauschspektroskopie stellt damit eine Erweiterung der Spinrauschspektroskopie in den Bereich sehr schneller Spindynamik dar. Die Möglichkeit der Raumtemperaturmessung, der verringerte Rechenaufwand bei der Datenverarbeitung, die Hintergrundkorrektur ohne Notwendigkeit eines Magnetfelds und das gute Signal-Rausch-Verhältnis, verringern den zeitlichen und experimentellen Aufwand einer Messung deutlich. Die zusätzliche Möglichkeit, die Elektron-Elektron Streuung zu detektieren, könnte die ultraschnelle

Spinrauschspektroskopie zukünftig auch in der Charakterisierung von Halbleiterproben etablieren.

Die Ergebnisse der Untersuchungen an hoch n-dotiertem Galliumarsenid zeigen einen starken Magnetfeldeinfluss auf die Spindynamik, der in einem einfachen Modell durch die stochastische Fluktuation der Dotieratome und der damit verbundenen Inhomogenität des g-Faktors erklärt wird. Weiterhin wird das Modell durch temperaturabhängige Messungen überprüft und zeigt eine qualitative Übereinstimmung mit einer Abweichung kleiner als eine Größenordnung von den experimentellen Resultaten. Die Abweichung zeigt, dass das Modell in der einfachen Form die Situation nur grob wiedergibt. Die Messungen sollen jedoch ein Denkanstoß für die Entwicklung eines genaueren, mikroskopischen Modells sein, das den Ursprung der großen Inhomogenität genauer erklären könnte.

Die InGaN/GaN-Quantenfilme werden unter dem Einfluss eines externen, uniaxialen Drucks in Wachstumsrichtung der Halbleiterheterostruktur untersucht. Die dadurch hervorgerufene Änderung der internen Verzerrung wird mit einem Anrege-Abfrage-Experiment und zeit- und polarisationsaufgelöster Photolumineszenz beobachtet. Die Photolumineszenzdaten an einem Einzel-Quantenfilm zeigen den größten Druckeinfluss auf die Übergangsenergie. Die Daten der Anrege-Abfrage-Experimente an der Fünffach-Quantenfilmstruktur zeigen den größten Druckeinfluss auf die Amplitude der Reflektivitätsänderung. Das Verhalten der Amplitude in Abhängigkeit der Anregungsenergie kann ebenfalls auf eine spektrale Änderung zurückgeführt werden. In den Photolumineszenzmessungen ist eine lineare Änderung der optischen Übergangsenergie durch die externe Verspannung um bis zu 25 meV für einen maximalen Druck von 800 MPa zu sehen. Das vorgestellte Modell berücksichtigt den Einfluss von Deformationspotentialen und die druckverursachte Änderung des internen elektrischen Feldes. Weiterhin wird der Effekt von Oberflächenladungsträgern mit in die Kalkulation einbezogen. Der Vergleich zwischen Modell und Experiment zeigt eine gute Übereinstimmung unter Berücksichtigung der Abschirmung des Feldes durch die Oberflächenladungsträger. Die untersuchten Quantenfilme haben eine Dicke von etwa 2.3 nm. Die Messresultate zeigen eine konstante Ladungsträgerlebenszeit von $\tau_T \approx 2$ ns. Das konstante Verhalten der Ladungsträgerlebenszeit und das Verhalten der Photolumineszenzamplitude zeigen, dass in den

dünnen Quantenfilmen die Überlappung der Wellenfunktionen der Ladungsträger auch bei ausgeprägten, internen elektrischen Feldern hinreichend groß ist, wodurch der Einfluss der Feldänderung minimiert wird. Weiterhin deuten die ersten Ergebnisse des Anrege-Abfrage-Experiments, trotz Raumtemperatur und geringer Polarisierbarkeit des Quantenfilms, auf eine Spinpolarisation in einem schmalen Spektralbereich auf der hoch energetischen Seite der Photolumineszenz hin.

Die Vielfalt der Materialparameter in InGaN/GaN und deren Änderung durch externe Einflüsse bringt eine hohe Anwendungsflexibilität mit sich, erschwert jedoch gleichzeitig die Vorhersagbarkeit der Eigenschaften einer Probe. Weitere Untersuchungen können dazu beitragen, die Ursache für das vielfältige Verhalten der Nitride unter verschiedenen äußeren Bedingungen zu verstehen. Aufgrund der hohen Alltagstauglichkeit der Nitride, ist die Verknüpfung zwischen Grundlagenforschung und Anwendung so leicht wie in wenigen anderen Bereichen und damit eine interessante Forschung mit hohem gesellschaftlichem Nutzen. Die hier gezeigten Ergebnisse im Literaturvergleich mit anderen Messungen der Druckabhängigkeit zeigen, dass der Druckeinfluss ebenfalls abhängig von der Art der Probe ist, sodass beispielsweise ein Drucksensor je nach Anwendungsgebiet angepasst werden kann. In zukünftigen Experimenten sollte der Einfluss durch Temperatur und Magnetfeld einbezogen werden, um mehr über die Spindynamik in InGaN/GaN-Quantenfilme zu erfahren.

ZUSÄTZLICHE INFORMATIONEN

JUSTAGE DER STRAHLBREITE & DER VERZÖGERUNGSSTRECKE

Die Justage der Verzögerungsstrecke und die Kollimation der Laserstrahlen ist für eine erfolgreiche Durchführung der Anrege-Abfrage-Experimente besonders wichtig. Eine digitale Spiegelreflexkamera (Nikon D3200) ohne Objektiv wird genutzt, um Veränderungen am Strahl durch die Bewegung der Verzögerungsstrecke zu analysieren. Der CMOS Bildsensor der Kamera hat eine Größe von $23.2 \text{ mm} \times 15.4 \text{ mm}$ und effektiv 24.2×10^6 (6016×4000) Pixel. Daraus folgt die Seitenlänge der quadratischen Pixel von $3.85 \text{ } \mu\text{m}/\text{Pixel}$. Aus der Größe des Laserstrahls im aufgenommenen Bild kann damit die tatsächliche Größe berechnet werden. Die Kamera wird möglichst weit entfernt von der Verzögerungsstrecke platziert, damit auch kleinste Änderungen beobachtet werden können.

Abbildung A.1 zeigt eine beispielhafte Aufnahme des Anregungs- und des Abfragelaser bei minimaler Verzögerung (blau). Wird die Verzögerung auf den maximalen Pulsabstand (grün) eingestellt können zwei Einflüsse sichtbar werden:

- **Änderung der Position (Δx und Δy):** Verläuft der Laserstrahl nicht parallel zur Bewegung der Verzögerungsstrecke, kann durch Bewegung des Retroreflektors die Position des Laserpunktes auf der Probe verändert werden. Dieser Effekt muss unterdrückt werden, da dies zu einer verzögerungsabhängigen Ände-

rung des gemessenen Signals führt. Der Spiegel direkt vor der Verzögerungsstrecke ändert die Verkippung des Strahls relativ zur Verzögerungsstrecke und ist damit der einzige Justagespiegel der genutzt wird. Die Justage erfolgt, indem bei minimalem Abstand von Retroreflektor zu Justagespiegel ein Bild aufgenommen wird. Die Position des Strahls wird mit der Position bei maximalem Abstand verglichen und mit dem Justagespiegel zur Übereinstimmung gebracht. Durch mehrfaches wiederholen gelangt man zu dem Punkt, an dem keine Änderung mehr erkennbar ist.

- **Änderung der Breite (Δw):** Ist der Laserstrahl nach der Frequenzverdopplung nicht mehr kollimiert, führt dies zu einer Änderung der Breite des Laserstrahls auf dem Kamerabild. Die Breite bei minimalem und maximalem Pulsabstand wird mit Hilfe der Linsen hinter der Frequenzverdopplung so eingestellt, dass möglichst kein Unterschied messbar ist. Dabei ist zu beachten, dass die Frequenzverdopplung zu einer „unsauberen Mode“ führen kann, d.h. der Strahl hat nicht die zweidimensionale, symmetrische gauß'sche Form, sondern ist eine Ellipse. Dies führt dazu, dass der Strahl aufgrund der unterschiedlichen Ausdehnung in x - und y -Richtung unterschiedliche Rayleighlängen hat. Daraus folgt, dass nicht beide Dimensionen mit einer einfachen Linse kollimiert werden können. Aus diesem Grund sind hinter der Frequenzverdopplung zwei zylindrische Linsen eingebaut mit denen die Ausdehnungen in x - und y -Richtung unabhängig voneinander kollimiert werden können.

Die Einflüsse sind nur am variierten Anregungslaser zu erkennen, da der Abfragelaser nicht über die Verzögerungsstrecke geführt wird. Trotzdem sind in Abbildung A.1 die Einflüsse zur Verdeutlichung je an einem der gezeigten Laserstrahlen skizziert (grün).

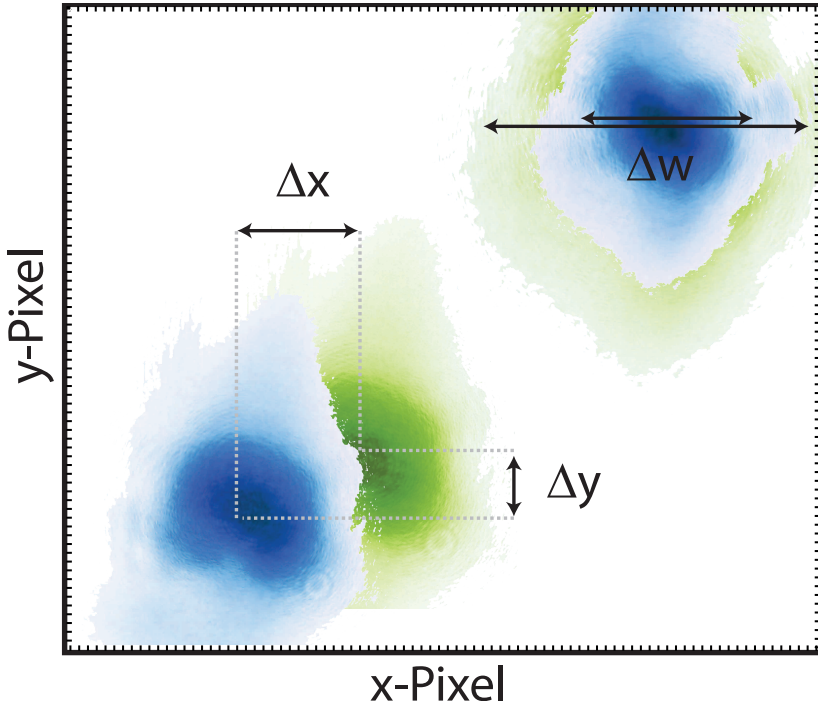


Abbildung A.1: Bild des Anregungs- und Abfragepulses auf der Kamera bei minimalem Pulsabstand (blau). Die Bewegung des Retroreflektors auf der Verzögerungsstrecke kann zu einer Änderung der Position (Δx und Δy) des Strahls auf dem Detektor und zu einer Änderung der Strahlbreite (Δw) führen (grün). Im Experiment hat die Änderung des Pulsabstands nur Einfluss auf den Anregungsstrahl.

EXPERIMENTELLES ARTEFAKT DER SCHMIERBILDKAMERA

Anhand der folgenden Bilder soll der Ursprung des experimentellen Artefakts in Abschnitt 4.4.1 etwas genauer erklärt werden. Abbildung A.2 zeigt den schematischen Aufbau einer Schmierbildkamera. Das eingesammelte Licht wird in einem vorgeschalteten Spektrometer aufgefächert und in die eigentliche Kameraeinheit reflektiert. Dort trifft es auf eine Photokathode und löst Elektronen aus. Diese werden durch eine Spannung in Richtung eines Leuchtschirms beschleunigt dem eine CCD-Kamera nachgeschaltet ist. Das zeitliche Auflösungsvermögen der Kamera wird erzeugt durch eine weitere, sinusförmige Spannung die senkrecht zur Beschleunigungsspannung angelegt ist.

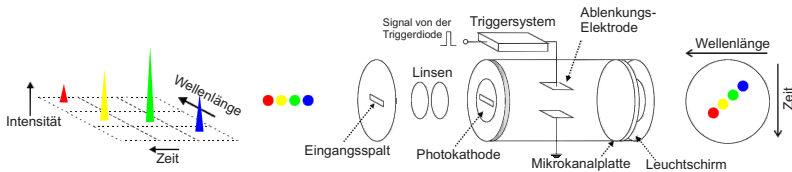


Abbildung A.2: Skizze einer Schmierbildkamera: Das einfallende Licht ist durch ein vorgeschaltetes Spektrometer spektral aufgeweitet. Zeitliche Auflösung wird erreicht durch ein variierendes elektrisches Feld, das mit der Wiederholungsfrequenz des Lasers synchronisiert ist (aus [175])

In Abbildung A.3 ist diese Spannung dargestellt. Je nach Stärke der Ablenkspannung treffen die Elektronen in der Skizze (Abb. A.2) auf einen höher liegenden oder tiefer liegenden Punkt auf dem Leuchtschirm. Dies wird durch die CCD-Kamera detektiert, sodass der Höhe des Punktes eine Zeit zugeordnet werden kann. Der Leuchtschirm und die CCD-Kamera detektieren nur Elektronen in einem gewissen Ablenkungsbereich (Abb. A.3, grün) der im nahezu linearen Bereich der Ablenkungsspannung liegt. Die Ablenkungsspannung ist auf die Repetitionsrate des Anregungslaser synchronisiert, kann aber in der Phase verstellt werden. Die Kamera integriert über mehrere Perioden der Ablenkungsspannung, sodass auch beim Rücklauf der Sinusspannung ein Signal detektiert wird. Dieses Rücklaufsignal zeigt aufgrund der umgekehrten Steigung der Ablenkspannung folglich ein umgekehrtes zeitliches Verhalten (weiße Pfeile) das mit der Anpassungsfunktion

in Gleichung 4.26 berücksichtigt wird. Das Signal ist sozusagen die Spiegelung des gemessenen Signals an dem Umkehrpunkt der Ablenkungsspannung (vertikale, gestrichelte Linie). Für Signale, die noch langsamer abklingen als das dargestellte (blaue Linien), müssten noch weitere Reflexionen einbezogen werden.

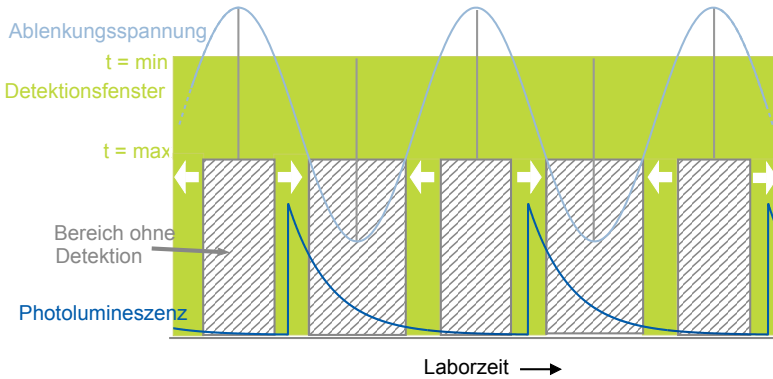


Abbildung A.3: Erweitertes Schema zum Einfluss der Schmierbildkamera auf die TRPL Messungen:

FABRY-PEROT-TERM IN DER ANPASSUNGSFUNKTION

Die Probe besteht aus zwei plan parallelen Flächen, die unter einem kleinen Winkel von einem Lichtstrahl getroffen werden (Abb. A.4). Die Reflexion an Vorder- und Rückseite kann unter den richtigen Bedingungen zu Interferenz führen. In Fabry-Perot-Etalons und Interferometern wird dieses Konzept beispielsweise für die Frequenzselektion in Laserresonatoren oder als einfaches und sehr hoch auflösendes Diagnose-Instrument für Laserwellenlängen verwendet [176]. In den in Abschnitt 4.4.1 gezeigten Experimenten führt die Interferenz zu einer Modulation des gemessenen Signals mit der Wellenlänge und wird daher im Folgenden kurz erläutert.

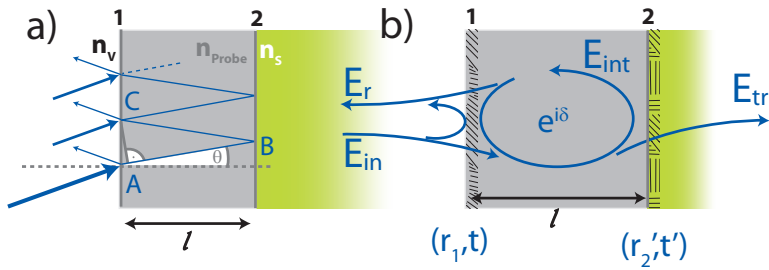


Abbildung A.4: Phasenbedingung Fabry-Perot nach Ref. [176]: (a) Gangunterschied der Teilstrahlen; (b) Selbstkonsistenzbedingung des internen Feldes.

Abbildung A.4 skizziert die Situation im Experiment. Die betrachtete Probe (grau) hat eine Dicke l und einen wellenlängenabhängigen Brechungsindex $n_{\text{probe}}(\lambda)$, der für GaN und für InGaN als gleich angenommen wird. Das Substrat (grün) besteht aus Saphir mit dem Brechungsindex $n_s(\lambda)$, das im Vergleich zur Probe sehr dick ist. Trifft der Laserstrahl auf die Probe (Abb. A.4, a, Punkt A), wird er teilweise reflektiert, der transmittierte Strahl legt den optischen Weg $l_{\text{opt}} = n_s(\lambda) * l$ in der Probe zurück, bis er an Punkt B erneut teilweise reflektiert wird. Der transmittierte Anteilteil an B ist aufgrund der Dicke des Substrats für die Interferenz irrelevant und wird im Folgenden vernachlässigt. Der Rückreflex von B tritt an C wieder aus der Probe heraus. Es kommt zur Interferenz zwischen dem ersten Rückreflex an A und dem Strahl an C, falls der Phasenunterschied zwischen den beiden Strahlen

$$\delta = k * l_{\text{opt}} = 2n_{\text{probe}}kl\cos\Theta = N * 2\pi,$$

ein ganzzahliges vielfaches von π ist. Hierbei ist N die Ordnung der Interferenz. Die Gesamtänderung der einzelnen Teilstrahlen ergibt sich aus der Summe der einzelnen Strahlen. Für die Betrachtung im Experiment ist die Änderung der Gesamtintensität der Lichtwelle interessant, die sich mit den Reflexions- und Transmissionskoeffizienten und der Feldamplitude errechnen lässt. Bei Reflexion erfährt die Welle einen Phasensprung der in einer Gesamtphasenverschiebung bei einem Um-

lauf in der Probe $\exp(i\delta)$ berücksichtigt wird. Die Energie im System muss erhalten bleiben, sodass

$$E_{\text{int}} = e^{i\delta} r_1 * r_2 E_{\text{int}} + t E_{\text{in}}.$$

gilt. Daraus lässt sich mit $E_{\text{tr}} = t E_{\text{int}}$ ein Ausdruck für die transmittierte Welle finden. Aus diesen Betrachtungen folgt als reflektierter Anteil der Fabry-Perot-Term in Gleichung 4.25

$$fp(\lambda) = \left(1 - r_2^2(\lambda)\right) \left| \frac{e^{i\delta_1(\lambda)} r_1(\lambda) + 1}{1 - r_1(\lambda) r_2(\lambda) e^{i\delta(\lambda)} e^{i\delta_1(\lambda)}} \right|, \quad (\text{A.1})$$

wobei δ_i die Phasensprünge und r_i die Reflektivitäten an Vorder- (1) und Rückseite (2) sind. Die Reflektivitäten ergeben sich aus den unterschiedlichen Brechungsindizes zu

$$r_1(\lambda) = \frac{n_{\text{Probe}}(\lambda) - n_S(\lambda)}{n_{\text{Probe}}(\lambda) + n_S(\lambda)},$$

$$r_2(\lambda) = \frac{n_{\text{Probe}}(\lambda) - n_{\text{Luft}}(\lambda)}{n_{\text{Probe}}(\lambda) + n_{\text{Luft}}(\lambda)}.$$

Die Phase bei Reflexion an Vorder- bzw Rückseite ist

$$\delta_1(\lambda) = \frac{4\pi(l * l_r) n_{\text{Probe}}(\lambda)}{\lambda},$$

$$\delta(\lambda) = \frac{4\pi(l * (l_r - 1)) n_{\text{Probe}}(\lambda)}{\lambda},$$

wobei l_r die relative Position des optisch aktiven Quantenfilms in der Struktur angibt.

B


PROBENSPEZIFIKATIONEN

Auf den folgenden Seiten sind die Herstellerinformationen zu den GaAs-Proben zusammengestellt.

GAAS PROBE I

COMSCORE

9269

Institute of Electronic Materials Technology 01-919 WARSZAWA Wólczyńska 133		
<u>Certificate</u>		
Wafers	GaAs No 1974	
Dopant	Te	
Type of conductivity	n	
Orientation	(100)	
Diameter	2"	
Thickness	350±25 µm	
Resistivity	2.6 x10 ⁻³ Ωcm	
Mobility	2900 cm ² /Vs	
Carrier concentration	8.2 x10 ¹⁷ cm ⁻³	
EPD	3.2 x10 ⁶ cm ⁻²	
Quantity	50 pcs	
Flats	SEMI	
NOTE: Two-side ground and one side polished wafers.		
Comscore 08/11/27_226		Warsaw 2008-12-19

2008/11/27
 Instytut Materiałów Technologicznych
 dr inż. S. Węgr
 dr inż. J. Krawiec

Abbildung B.1: Die Mobilitäts- und Hallspannungsmessungen von J.G. Lonnemann zeigen abweichende Ergebnisse woraus die Dotierung $n_D^I = 8.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ berechnet ist.

GAAS PROBE II

9027



GaAs Single Crvstal Wafer
CERTIFICATE OF COMPLIANCE

9027

Job#: US/9988/0804050
Date: 2008-6-12
PO# 9027

Customer Name: EI-Cat Inc.,
Contact Person: Walerian Kipinlak

Guaranteed:

Crystal Materials	VGf GaAs single crystal
Type	N-type, Si doped
Surface Orientation	(100) +/- 0.5 degree
Diameter	50.8mm ± 0.5mm
Thickness	350um ± 25um
Flats	EJ Flats (two)
Surface Finish	Front side polished, backside etched
Nc	(1E18-3E18)/cc
Mobility	> 2,000cm ² /Vs
EPD	< 1,000/cm ²
Laser Mark	None
Packaging	Single piece packaging, then sealed with N ₂ in a moisture-stopping plastic and aluminum double layer bag. Packaged in a class 100' clean room environment.
Labeling	Labels on sealed bag with our product description and logo.
Quantity	25 pcs

* Wafers manufactured in Shenzhen, China.

* Epi-Ready is guaranteed for 3 months.


Quality Control Chief

Address: B1, Shen Chang Gang Industry Park, 8 South Jinlong 1st Rd., Baolong Industry Zone, Central Longgang District, Shenzhen, 518118, China / 41825 Paseo Padre Parkway, Fremont, CA 94539, USA
Phone: +86-755-28968489(China), +1-510-648-6869(USA); Fax: +86-755-89922010(China), +1-510-263-5620(USA)
Email: sales@epistone.com or epi_sale@yahoo.com.cn
Website: www.epistone.com

VERÖFFENTLICHUNGEN IN FACHZEITSCHRIFTEN

J. Hübner, J. G. Lonnemann, P. Zell, **H. Kuhn**, F. Berski, and M. Oestreich, „*Rapid scanning of spin noise with two free running ultrafast oscillators*“, *Optics Express* **21**, 5872 (2013).

F. Berski, **H. Kuhn**, J.G. Lonnemann, J. Hübner, and M. Oestreich, „*Ultrahigh Bandwidth Spin Noise Spectroscopy: Detection of Large g -Factor Fluctuations in Highly- n -Doped GaAs*“, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 186602 (2013). (Gleichwertige Erstautorenschaft)

J. Hübner, R. Dahbashi, F. Berski, J. Wiegand, **H. Kuhn**, J. G. Lonnemann, and M. Oestreich, „*Spin noise spectroscopy in semiconductors: from a billion down to single spins*“, *Proc. SPIE, Spintronics VII* **9167**, 91672R (2014).

H. Kuhn, J. G. Lonnemann, F. Berski, J. Hübner and M. Oestreich, „*Intrinsic g -Factor Fluctuations in Highly n -Doped GaAs at High Temperatures Detected by Ultrafast Spin Noise Spectroscopy*“, zur Veröffentlichung angenommen bei *physica status solidi (b)*.

H. Kuhn, T. Langer, J. Hübner, M. Oestreich and A. Hangleiter, „*Influence of uniaxial stress on photoluminescence of a single InGaN/-GaN quantum well*“, (in Vorbereitung).

KONFERENZBEITRÄGE

H. Kuhn, J. G. Lonnemann, F. Berski, J. Hübner, and M. Oestreich, „*Ultrafast Spin Noise Spectroscopy*“, Vortrag, Niedersächsisch Technische Hochschule Arbeitstagung, Hannover (2011).

H. Kuhn, J. G. Lonnemann, F. Berski, P. Zell, J. Hübner, and M. Oestreich, „*Ultrafast Spin Noise Spectroscopy*“, Poster, 17th International Winterschool on New Developments in Solid State Physics, Mauterndorf (2012).

H. Kuhn, J. G. Lonnemann, F. Berski, P. Zell, J. Hübner, and M. Oestreich, „*Ultrafast Spin Correlation Dynamics*“, Poster, DFG-Center for Functional Nanostructures Summerschool, Bad Herrenalb (2012).

H. Kuhn, J. G. Lonnemann, F. Berski, P. Zell, J. Hübner, and M. Oestreich, „*Ultrafast Spin Correlation Dynamics*“, Poster, Niedersächsisch Technische Hochschule Arbeitstagung, Goslar (2012).

H. Kuhn, F. Berski, J. G. Lonnemann, P. Zell, J. Hübner, and M. Oestreich, „*Ultrafast Spin Noise Spectroscopy*“, Vortrag, DPG-Frühjahrstagung, Berlin (2012).

H. Kuhn, D. English, A. Varkentin, T. Langer, J. Hübner, A. Hangleiter und M. Oestreich „*Under Pressure: Strain Influence on Electric Fields in GaN/GaN Quantumwells*“, Poster, Nano Day des Laboratorium für Nano- und Quantenengineering, Hannover (2013).

H. Kuhn, F. Berski, J. G. Lonnemann, P. Zell, J. Hübner, and M. Oestreich, „*Ultrafast Spin Noise Spectroscopy*“, Vortrag, DPG-Frühjahrstagung, Regensburg (2013).

H. Kuhn, F. Berski, R. Dahbashi, J. Wiegand, J. Hübner und M. Oestreich, „*Spin Noise Spectroscopy in Semiconductors*“, Vortrag, International Conference on Spin-Optotronics, Toulouse (2013).

H. Kuhn, D. English, A. Varkentin, T. Langer, J. Hübner, A. Hangleiter und M. Oestreich, „*Under Pressure: The Influence of*

Strain on Electric Fields in GaN/GaInN Quantumwells“, Vortrag, Niedersächsisch Technische Hochschule Arbeitstagung, Hannover (2013).

H. Kuhn, T. Langer, J. Hübner, A. Hangleiter und M. Oestreich, „*External Pressure on GaN/GaInN Quantum Wells: Influence of Strain on Internal Fields*“, Poster, DPG-Frühjahrstagung, Berlin (2015).

H. Kuhn, T. Langer, J. Hübner, A. Hangleiter und M. Oestreich, „*Influence of External Stress on Internal Fields in GaN/InGaN Quantum Wells*“, Poster, Niedersächsisch Technische Hochschule Arbeitstagung, Hannover (2015).

LISTE BETREUTER ARBEITEN

J. G. Lonnemann: „Ultraschnelle Spin-Rausch-Spektroskopie“, Diplomarbeit, 2011.

N. Scharnhorst: „Untersuchung von Auswahlregeln und Spindynamik in 28Si:P “, Masterarbeit, 2011.

A. Varkentin: „Spindynamik in verspannten Quantenstrukturen bei Raumtemperatur“, Masterarbeit, 2013.

E. Sauter: „Spin Dynamics in Type-II AlAs/GaAs Quantum Wells“, Bachelorarbeit, 2016.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 2.1	Kristall-und Bandstruktur von GaAs	19
Abbildung 2.2	Kristall-und Bandstruktur von GaN	20
Abbildung 2.3	Optische Auswahlregeln in Galliumarsenid	22
Abbildung 2.4	Skizze zu den optischen Auswahlregeln in Wurtzitkristalle	26
Abbildung 2.5	Einschränkung der Wellenfunktion im Potenti- altopf	32
Abbildung 3.1	Skizze der Druckzelle	37
Abbildung 3.2	Versuchsaufbau für die Messung der zeitauf- gelösten Photolumineszenz und die Anrege- Abfrage-Experimente	39
Abbildung 3.3	Modell Spinrauschen	47
Abbildung 3.4	Versuchsaufbau ultraschnelle Spinrauschspek- troskopie	50
Abbildung 3.5	Zeitkalibrierung und Zeitskala	52
Abbildung 3.6	Hintergrundkorrektur ultraschnelle Spin- rauschspektroskopie	55
Abbildung 3.7	Datenverarbeitung USNS	56
Abbildung 4.1	Skizze der untersuchten InGaN/GaN-Quanten- filmproben	61
Abbildung 4.2	Skizze zum Druckeinfluss auf InGaN- Quantenfilme	75
Abbildung 4.3	Zeitaufgelöste Photolumineszenz-Beispielmes- sung	79
Abbildung 4.4	Einfluss der Anregungsleistung auf die Photo- lumineszenz	80
Abbildung 4.5	Druckeinfluss auf die Photolumineszenz	82
Abbildung 4.6	Berechneter Druckeinfluss auf die Übergangs- energie	83
Abbildung 4.7	Anrege-Abfrage Bespielmessung	85
Abbildung 4.8	PP Ergebnisse in Abhängigkeit der Wellenlänge	86
Abbildung 4.9	PP Messungen in Abhängigkeit des Drucks	89

Abbildung 5.1	Magnetfeldabhängige Spinrauschmessung an GaAs (Probe I), bei 20 K	94
Abbildung 5.2	Magnetfeldabhängigkeit von τ_s für 20 K und 220 K	95
Abbildung 5.3	Skizze zur g-Faktor Varianz	97
Abbildung 5.4	Gemessene Impulsstreuzeit $\tau_{p,ii}$	101
Abbildung 5.5	Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit von τ_s^{-1}	103
Abbildung 5.6	Homogene und inhomogene Anteile zu τ_s	105
Abbildung 5.7	Magnetfeldabhängigkeit von ω_L für Probe I und Probe II	106
Abbildung 5.8	Magnetfeldabhängigkeit von τ_s für Probe I und Probe II	108
Abbildung A.1	Digitalkamerabild des Anregungs- und Abfragepulses	117
Abbildung A.2	Skizze einer Schmierbildkamera	118
Abbildung A.3	Erweitertes Schema zum Einfluss der Schmierbildkamera auf die TRPL Messungen	119
Abbildung A.4	Phasenbedingung Fabry-Perot	120

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 4.1	Übersicht der Materialdaten zu GaN und InN	65
Tabelle 5.1	Anpassungsergebnisse für $\tau_{s,\text{hom}}^{-1}(\text{B})$	109

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Moore, G. E. Cramming more components onto integrated circuits. *Proceedings of the IEEE* **86**, 82–85 (1998).
- [2] Ehrenfest, P. Ersetzung der Hypothese vom unmechanischen Zwang durch eine Forderung bezüglich des inneren Verhaltens jedes einzelnen Elektrons. *Die Naturwissenschaften* **13**, 953–954 (1925).
- [3] Wolf, S. A. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future. *Science* **294**, 1488–1495 (2001).
- [4] Fang, S. F. *et al.* Gallium arsenide and other compound semiconductors on silicon. *Journal of Applied Physics* **68**, R31 (1990).
- [5] Medjdoub, F. & Krzysztow, I. (eds.). *Gallium Nitride (GaN): Physics, Devices, and Technology* (CRC Press, 2015).
- [6] Shur, M. S. GaN based transistors for high power applications. *Solid-State Electronics* **42**, 2131–2138 (1998).
- [7] Nakamura, S. & Fasol, G. *The Blue Laser Diode* (Springer, Berlin, Heidelberg, 1997).
- [8] Jiang, Y. *et al.* Realization of high-luminous-efficiency InGaN light-emitting diodes in the “green gap” range. *Scientific Reports* **5**, 10883 (2015).
- [9] Peng, M. *et al.* High-Resolution Dynamic Pressure Sensor Array Based on Piezo-phototronic Effect Tuned Photoluminescence Imaging. *ACS Nano* **9**, 3143–3150 (2015).
- [10] Kubo, R. The fluctuation-dissipation theorem. *Reports on Progress in Physics* **29**, 306 (1966).
- [11] Starosielec, S. & Hägele, D. Ultrafast spin noise spectroscopy. *Applied Physics Letters* **93**, 051116 (2008).

- [12] Hunklinger, S. *Festkörperphysik* (De Gruyter Oldenbourg, München, 2014).
- [13] Kittel, C. *Einführung in die Festkörperphysik* (Oldenbourg Verlag München Wien, 2006), 14 edn.
- [14] Demtröder, W. *Experimentalphysik 3 Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Lehrbuch (Springer, Berlin, Heidelberg, 2010).
- [15] Yu, P. Y. & Cardona, M. *Fundamentals of Semiconductors*, vol. 1 of *Graduate Texts in Physics* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2010).
- [16] Blakemore, J. S. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *Journal of Applied Physics* **53**, R123 (1982).
- [17] Vurgaftman, I., Meyer, J. R. & Ram-Mohan, L. R. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics* **89**, 5815 (2001).
- [18] Chelikowsky, J. R. & Cohen, M. L. Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors. *Physical Review B* **14**, 556–582 (1976).
- [19] Van Camp, P. E., Van Doren, V. E. & Devreese, J. T. High pressure structural phase transformation in gallium nitride. *Solid State Communications* **81**, 23–26 (1992).
- [20] Vurgaftman, I. & Meyer, J. R. Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. *Journal of Applied Physics* **94**, 3675 (2003).
- [21] Chuang, S. L. & Chang, C. S. kp method for strained wurtzite semiconductors. *Physical Review B* **54**, 2491–2504 (1996).
- [22] Yeo, Y. C., Chong, T. C. & Li, M. F. Electronic band structures and effective-mass parameters of wurtzite GaN and InN. *Journal of Applied Physics* **83**, 1429 (1998).
- [23] Suzuki, M., Uenoyama, T. & Yanase, A. First-principles calculations of effective-mass parameters of AlN and GaN. *Physical Review B* **52**, 8132–8139 (1995).

- [24] Chuang, S. L. & Chang, C. S. A band-structure model of strained quantum-well wurtzite semiconductors. *Semiconductor Science and Technology* **12**, 252–263 (1999).
- [25] Dyakonov, M. & Perel, V. Theory of Optical Spin Orientation of Electrons and Nuclei in Semiconductors. In *Optical Orientation* (eds. Meier, F. & Zakharchenya, B. P.), chap. 2, 15–71 (1984).
- [26] Sakurai, J. & Napolitano, J. *Modern Quantum Mechanics* (Addison-Wesley, Pearson, Boston, 2011), 2 edn.
- [27] Ibach, H. & Lüth, H. *Festkörperphysik*. Springer-Lehrbuch (Springer, Berlin, Heidelberg, 2009).
- [28] Klingshirm, C. *Semiconductor Optics* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2007).
- [29] Streitwolf, H. W. Selection Rules for the Space Group $C6v4$ (Wurtzite). *physica status solidi (b)* **33**, 225–233 (1969).
- [30] Birman, J. L. Some Selection Rules for Band-Band Transitions in Wurtzite Structure. *Physical Review* **114**, 1490–1492 (1959).
- [31] Tronc, P. *et al.* Optical Selection Rules for Hexagonal GaN. *Physica Status Solidi (B)* **216**, 599–603 (1999).
- [32] Park, S.-H. & Chuang, S.-L. Comparison of zinc-blende and wurtzite GaN semiconductors with spontaneous polarization and piezoelectric field effects. *Journal of Applied Physics* **87**, 353 (2000).
- [33] Schade, L., Schwarz, U. T., Wernicke, T., Weyers, M. & Kneissl, M. Impact of band structure and transition matrix elements on polarization properties of the photoluminescence of semipolar and nonpolar InGaN quantum wells. *Physica Status Solidi (B) Basic Research* **248**, 638–646 (2011).
- [34] Chuang, S. Optical gain of strained wurtzite GaN quantum-well lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **32**, 1791–1800 (1996).
- [35] Shikanai, A. *et al.* Biaxial strain dependence of exciton resonance energies in wurtzite GaN. *Journal of Applied Physics* **81**, 417 (1997).

- [36] Cai, D. & Guo, G.-Y. Tuning linear and nonlinear optical properties of wurtzite GaN by c -axial stress. *Journal of Physics D: Applied Physics* **42**, 185107 (2009).
- [37] Pines, D. & Slichter, C. Relaxation Times in Magnetic Resonance. *Physical Review* **100**, 1014–1020 (1955).
- [38] Fishman, G. & Lampel, G. Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide. *Physical Review B* **16**, 820–831 (1977).
- [39] Dresselhaus, G. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures. *Physical Review* **100**, 580–586 (1955).
- [40] Dyakonov, M. & Perel, V. Spin Orientation of Electrons Associated With the interband absorption of light in semiconductors. *Sov. Physics* (1971).
- [41] Dyakonov, M. *Spin Physics in Semiconductors*, vol. 157 of *Springer Series in Solid-State Sciences* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2008).
- [42] Dyakonov, M. I. & Perel, V. I. Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors. *Sov. Phys. Solid State* **13**, 3023–3026 (1971).
- [43] Kainz, J., Rössler, U. & Winkler, R. Anisotropic spin-splitting and spin-relaxation in asymmetric zinc blende semiconductor quantum structures. *Physical Review B* **68**, 075322 (2003).
- [44] Winkler, R. *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, vol. 191 of *Springer Tracts in Modern Physics* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2003).
- [45] Bronold, F. X., Martin, I., Saxena, A. & Smith, D. L. Magnetic-field dependence of electron spin relaxation in $\langle 111 \rangle$ -type semiconductors. *Physical Review B* **66**, 233206 (2002).
- [46] Pikus, G. & Titkov, A. Spin Relaxation under Optical Orientation in Semiconductors. In *Optical Orientation* (eds. Meier, F. & Zakharchenya, B.), 73–127 (North-Holland, 1984).
- [47] Buß, J. H., Rudolph, J., Natali, F., Semond, F. & Hägele, D. Anisotropic electron spin relaxation in bulk GaN. *Applied Physics Letters* **95**, 192107 (2009).

- [48] Beschoten, B. *et al.* Spin coherence and dephasing in GaN. *Physical Review B* **63**, 121202 (2001).
- [49] Nagahara, S., Arita, M. & Arakawa, Y. Long-lived electron spins in In_xGa_(1-x)N multiquantum well. *Applied Physics Letters* **86**, 242103 (2005).
- [50] Julier, M. *et al.* Slow Spin Relaxation Observed in InGaN/GaN Multiple Quantum Wells. *Physica Status Solidi (B)* **216**, 341–345 (1999).
- [51] Kuroda, T. *et al.* Subpicosecond exciton spin relaxation in GaN. *Applied Physics Letters* **85**, 3116–3118 (2004).
- [52] Brown, J. *et al.* Excitonic spin lifetimes in InGaN quantum wells and epilayers. *Journal of Applied Physics* **104**, 053523 (2008).
- [53] Tackeuchi, a. *et al.* No spin polarization of carriers in InGaN. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **7**, 1011–1014 (2000).
- [54] Brown, J. *et al.* Fast spin relaxation in InGaN/GaN multiple quantum wells. *physica status solidi (b)* **243**, 1643–1646 (2006).
- [55] Fu, J. Y. & Wu, M. W. Spin-orbit coupling in bulk ZnO and GaN. *Journal of Applied Physics* **104** (2008).
- [56] Lo, I., Wang, W., Gau, M., Tsay, S. & Chiang, J. Wurtzite structure effects on spin splitting in GaN/AlN quantum wells. *Physical Review B* **72**, 245329 (2005).
- [57] Buß, J. H., Rudolph, J., Natali, F., Semond, F. & Hägele, D. Temperature dependence of electron spin relaxation in bulk GaN. *Physical Review B* **81**, 155216 (2010).
- [58] Buß, J. H. *et al.* Dyakonov-Perel electron spin relaxation in a wurtzite semiconductor: From the nondegenerate to the highly degenerate regime. *Physical Review B* **84**, 153202 (2011).
- [59] Buß, J. H. *et al.* Long electron spin coherence in ion-implanted GaN: The role of localization. *Applied Physics Letters* **102**, 192102 (2013).

- [60] Wu, M., Jiang, J. & Weng, M. Spin dynamics in semiconductors. *Physics Reports* **493**, 61–236 (2010).
- [61] Brimont, C., Gallart, M., Crégut, O., Hönerlage, B. & Gilliot, P. Experimental investigation of excitonic spin relaxation dynamics in GaN. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **77**, 1–6 (2008).
- [62] Minsky, M. S. *et al.* Characterization of high-quality InGaN/GaN multiquantum wells with time-resolved photoluminescence. *Applied Physics Letters* **72**, 1066 (1998).
- [63] Nagahara, S., Arita, M. & Arakawa, Y. No temperature dependence of spin relaxation in InGaN phase-separated quantum dots. *Applied Physics Letters* **88**, 083101 (2006).
- [64] Chen, W. M. *et al.* Efficient spin relaxation in InGaN/GaN and InGaN/GaMnN quantum wells: An obstacle to spin detection. *Applied Physics Letters* **87**, 1–3 (2005).
- [65] Harrison, P. *Quantum Wells, Wires and Dots* (John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, UK, 2005).
- [66] Fox, M. *Optical Properties of Solids* (Oxford University Press, 2010).
- [67] Boyd, G. D. & Kleinman, D. A. Parametric interaction of focused Gaussian light beams. *Journal of Applied Physics* **39**, 3597–3639 (1968).
- [68] Eckardt, R. & Reintjes, J. Phase matching limitations of high efficiency second harmonic generation. *Journal of Quantum Electronics* **20**, 1178–1187 (1984).
- [69] Ashkin, A., Boyd, G. D. & Dziedzic, J. M. Resonant Optical Second Harmonic Generation and Mixing. *Journal of Quantum Electronics* **2**, 109–124 (1966).
- [70] Franken, P. A., Hill, A. E., Peters, C. W. & Weinreich, G. Generation of optical harmonics. *Physical Review Letters* **7**, 118–119 (1961).

- [71] Shah, J. *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures*, vol. 115 of *Springer Series in Solid-State Sciences* (Springer, Berlin, Heidelberg, 1999).
- [72] Müller, G. M., Oestreich, M., Römer, M. & Hübner, J. Semiconductor spin noise spectroscopy: Fundamentals, accomplishments, and challenges. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **43**, 569–587 (2010).
- [73] Einstein, A. Über die von der molekularkinetischem Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten. *Ann. d. Phys.* **322**, 549–560 (1905).
- [74] Bloch, F. Nuclear induction. *Physical Review* **70**, 460–474 (1946).
- [75] Aleksandrov, E. B. & Zapasskii, V. S. Magnetic resonance in the Faraday-rotation noise spectrum. *Sov. Phys. JETP* **54**, 64–67 (1981).
- [76] Crooker, S. A., Rickel, D. G., Balatsky, A. V. & Smith, D. L. Spectroscopy of spontaneous spin noise as a probe of spin dynamics and magnetic resonance. *Nature* **431**, 49–52 (2004).
- [77] Oestreich, M., Römer, M., Haug, R. J. & Hägele, D. Spin Noise Spectroscopy in GaAs. *Physical Review Letters* **95**, 216603 (2005).
- [78] Dahbashi, R. *et al.* Measurement of heavy-hole spin dephasing in (InGa)As quantum dots. *Applied Physics Letters* **100**, 031906 (2012).
- [79] Dahbashi, R., Hübner, J., Berski, F., Pierz, K. & Oestreich, M. Optical Spin Noise of a Single Hole Spin Localized in an (InGa)As Quantum Dot. *Physical Review Letters* **112**, 156601 (2014).
- [80] Berski, F. *et al.* Interplay of Electron and Nuclear Spin Noise in n-Type GaAs. *Physical Review Letters* **115**, 176601 (2015).
- [81] Müller, G. M. *et al.* Spin Noise Spectroscopy in GaAs (110) Quantum Wells: Access to Intrinsic Spin Lifetimes and Equilibrium Electron Dynamics. *Physical Review Letters* **101**, 206601 (2008).

- [82] Müller, G. M., Römer, M., Hübner, J. & Oestreich, M. Gigahertz spin noise spectroscopy in n-doped bulk GaAs. *Physical Review B* **81**, 121202 (2010).
- [83] Hübner, J. *et al.* Rapid scanning of spin noise with two free running ultrafast oscillators. *Optics Express* **21**, 5872 (2013).
- [84] Pursley, B. C., Song, X. & Sih, V. Resonant and time-resolved spin noise spectroscopy. *Applied Physics Letters* **107**, 182102 (2015).
- [85] Horn, H. *et al.* Spin noise spectroscopy of ZnO. *AIP Conference Proceedings* **1566**, 69–70 (2013).
- [86] Römer, M., Hübner, J. & Oestreich, M. Spatially resolved doping concentration measurement in semiconductors via spin noise spectroscopy. *Applied Physics Letters* **94** (2009).
- [87] de L. Kronig, R. On the Theory of Dispersion of X-Rays. *Journal of the Optical Society of America* **12**, 547 (1926).
- [88] Demtröder, W. *Laser Spectroscopy* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2008).
- [89] Crooker, S. A. *et al.* Spin Noise of Electrons and Holes in Self-Assembled Quantum Dots. *Physical Review Letters* **104**, 36601 (2010).
- [90] Berski, F. *Elektronen- und Kernspinrauschen in n-Galliumarsenid*. Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover (2016).
- [91] Berski, F., Kuhn, H., Lonnemann, J. G., Hübner, J. & Oestreich, M. Ultrahigh Bandwidth Spin Noise Spectroscopy: Detection of Large g-Factor Fluctuations in Highly-n-Doped GaAs. *Physical Review Letters* **111**, 186602 (2013).
- [92] Lonnemann, J.-G. *Ultraschnelle Spin-Rausch-Spektroskopie*. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2011).
- [93] Pearton, S. J. & Ren, F. GaN electronics. *Advanced Materials* **12**, 1571–1580 (2000).

- [94] Kuykendall, T. R., Schwartzberg, A. M. & Aloni, S. Gallium Nitride Nanowires and Heterostructures: Toward Color-Tunable and White-Light Sources. *Advanced Materials* **27**, 5805–5812 (2015).
- [95] Chichibu, S. *et al.* Optical properties of InGaN quantum wells. *Materials Science and Engineering: B* **59**, 298–306 (1999).
- [96] Waltereit, P., Craven, M. D., Denbaars, S. P. & Speck, J. S. Investigation of the piezoelectric polarization in (In,Ga)N/GaN multiple quantum wells grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy. *Journal of Applied Physics* **92**, 456–460 (2002).
- [97] Pearton, S. (ed.). *GaN and ZnO-based Materials and Devices*, vol. 156 of *Springer Series in Materials Science* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2012).
- [98] Class for Physics of the Royal Swedish Academy of Sciences. Efficient blue light-emitting diodes leading to bright and energy-saving white light sources. *Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2014* **50005**, 1–9 (2014).
- [99] Bernardini, F., Fiorentini, V. & Vanderbilt, D. Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides. *Physical Review B* **56**, R10024–R10027 (1997).
- [100] Bir, G. L. & Pikus, G. *Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductor* (WILEY-VCH Verlag, 1974).
- [101] Vegard, L. Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome. *Zeitschrift für Physik* **5**, 17–26 (1921).
- [102] Wu, J. *et al.* Small band gap bowing in In_(1-x)Ga_(x)N alloys. *Applied Physics Letters* **80**, 4741 (2002).
- [103] Moses, P. G. & Van de Walle, C. G. Band bowing and band alignment in InGaN alloys. *Applied Physics Letters* **96**, 021908 (2010).
- [104] Karpov, S. Y. Spontaneous polarization in III-nitride materials: Crystallographic revision. *Physica Status Solidi (C) Current Topics in Solid State Physics* **7**, 1841–1843 (2010).

- [105] Posternak, M., Baldereschi, A., Catellani, A. & Resta, R. Ab initio study of the spontaneous polarization of pyroelectric BeO. *Physical Review Letters* **64**, 1777–1780 (1990).
- [106] Thomsen, M., Jönen, H., Rossow, U. & Hangleiter, A. Effects of spontaneous polarization on GaInN/GaN quantum well structures. *Journal of Applied Physics* **109**, 123710 (2011).
- [107] Bremers, H. *et al.* X-ray composition analysis of nonpolar GaInN/GaN multiple quantum well structures. *Physica Status Solidi (B) Basic Research* **248**, 616–621 (2011).
- [108] Moram, M. A., Barber, Z. H. & Humphreys, C. J. Accurate experimental determination of the Poisson's ratio of GaN using high-resolution x-ray diffraction. *Journal of Applied Physics* **102** (2007).
- [109] Moram, M. A. & Vickers, M. E. X-ray diffraction of III-nitrides. *Reports on Progress in Physics* **72**, 036502 (2009).
- [110] Klochikhin, A. A. *et al.* Acceptor states in the photoluminescence spectra of n-InN. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **71**, 1–16 (2005).
- [111] Gil, B. *et al.* InN excitonic deformation potentials determined experimentally. *Journal of Crystal Growth* **311**, 2798–2801 (2009).
- [112] Hangleiter, A., Hitzel, F., Lahmann, S. & Rossow, U. Composition dependence of polarization fields in GaInN/GaN quantum wells. *Applied Physics Letters* **83**, 1169 (2003).
- [113] Fiorentini, V., Bernardini, F. & Ambacher, O. Evidence for nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloy heterostructures. *Applied Physics Letters* **80**, 1204 (2002).
- [114] Barker, A. S. & Ilegems, M. Infrared lattice vibrations and free-electron dispersion in GaN. *Physical Review B* **7**, 743–750 (1973).
- [115] Davydov, V. Y. *et al.* Experimental and theoretical studies of phonons in hexagonal InN. *Applied Physics Letters* **75**, 3297–3299 (1999).

- [116] Emar, A. M., Berkman, E. A., Zavada, J., El-Masry, N. A. & Bedair, S. M. Strain relaxation in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ quantum well structures. *physica status solidi (c)* **8**, 2034–2037 (2011).
- [117] Chuang, S.-L. *Physics of Photonic Devices* (John Wiley & Sons, Inc., 2009), 2 edn.
- [118] Nye, J. *Physical Properties of Crystals* (Oxford University Press, 2011).
- [119] Kleiner, W. & Roth, L. Deformation Potential in Germanium from Optical Absorption Lines for Exciton Formation. *Physical Review Letters* **2**, 334–336 (1959).
- [120] Shan, W. *et al.* Strain effects on excitonic transitions in GaN: Deformation potentials. *Physical Review B* **54**, 13460–13463 (1996).
- [121] Ishii, R., Kaneta, A., Funato, M., Kawakami, Y. & Yamaguchi, A. A. All deformation potentials in GaN determined by reflectance spectroscopy under uniaxial stress: Definite breakdown of the quasicubic approximation. *Physical Review B* **81**, 155202 (2010).
- [122] Park, S.-H. & Chuang, S.-L. Crystal-orientation effects on the piezoelectric field and electronic properties of strained wurtzite semiconductors. *Physical Review B* **59**, 4725–4737 (1999).
- [123] Kojima, K., Kamon, H., Funato, M. & Kawakami, Y. Theoretical investigations on anisotropic optical properties in semipolar and nonpolar InGaN quantum wells. *Physica Status Solidi (C) Current Topics in Solid State Physics* **5**, 3038–3041 (2008).
- [124] Ambacher, O. *et al.* Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures. *Journal of Physics: Condensed Matter* **14**, 3399–3434 (2002).
- [125] Monemar, B. Fundamental energy gap of gan from photoluminescence excitation spectra. *Physical Review B* **10**, 676–681 (1974).
- [126] Park, S.-h., Kim, J.-j. & Kim, H.-m. Exciton Binding Energy in Wurtzite InGaN / GaN Quantum Wells **45**, 582–585 (2004).

- [127] Bigenwald, P., Lefebvre, P., Bretagnon, T. & GilBigenwald, B. Confined Excitons in GaN-AlGaN Quantum Wells. *physica status solidi (b)* **216**, 371–374 (1999).
- [128] Wei, S., Jia, Y. & Xia, C. Excitonic optical absorption in wurtzite InGaN/GaN quantum wells. *Superlattices and Microstructures* **51**, 9–15 (2012).
- [129] Khatsevich, S. & Rich, D. H. The effects of crystallographic orientation and strain on the properties of excitonic emission from wurtzite InGaN/GaN quantum wells. *Journal of Physics: Condensed Matter* **20**, 215223 (2008).
- [130] Lester, S. D., Ponce, F. A., Craford, M. G. & Steigerwald, D. A. High dislocation densities in high efficiency GaN-based light-emitting diodes. *Applied Physics Letters* **66**, 1249–1251 (1995).
- [131] Hangleiter, A. *et al.* Suppression of Nonradiative Recombination by V-Shaped Pits in GaInN/GaN- Quantum Wells Produces a Large Increase in the Light Emission Efficiency. *Physical Review Letters* **95**, 127402 (2005).
- [132] Brown, P. D. TEM assessment of GaN epitaxial growth. *Journal of Crystal Growth* **210**, 143–150 (2000).
- [133] Harrison, W. A. Tight-binding theory of heterojunction band lineups and interface dipoles. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **4**, 1068 (1986).
- [134] Tersoff, J. Theory of semiconductor heterojunctions: The role of quantum dipoles. *Physical Review B* **30**, 4874–4877 (1984).
- [135] Makimoto, T., Kumarkura, K., Nishida, T. & Kobayashi, N. Valence-band discontinuities between InGaN and GaN evaluated by capacitance-voltage characteristics of p-InGaN/n-GaN diodes. *Journal of Electronic Materials* **31**, 313–315 (2002).
- [136] Dussaigne, A., Damilano, B., Grandjean, N. & Massies, J. In surface segregation in InGaN/GaN quantum wells. *Journal of Crystal Growth* **251**, 471–475 (2003).

- [137] Mayrock, O., Wünsche, H.-J. & Henneberger, F. Polarization charge screening and indium surface segregation in (In,Ga)N/GaN single and multiple quantum wells. *Phys. Rev. B* **62**, 16870–16880 (2000).
- [138] Klymenko, M. V., Shulika, O. V., Sukhoivanov, I. A. & Member, S. Theoretical Study of Optical Transition Matrix Elements in InGaN / GaN SQW Subject to Indium Surface Segregation **17**, 1374–1380 (2011).
- [139] Deng, Z. *et al.* Indium segregation measured in InGaN quantum well layer. *Scientific reports* **4**, 6734 (2014).
- [140] Mendez, E. E. *et al.* Effect of an electric field on the luminescence of GaAs quantum wells. *Physical Review B* **26**, 7101–7104 (1982).
- [141] Im, J. S. *et al.* Reduction of oscillator strength due to piezoelectric fields in GaN/Al_xGa_(1-x)N quantum wells. *Physical Review B* **57**, R9435–R9438 (1998).
- [142] Netzel, C. *et al.* Temperature and excitation power dependent photoluminescence intensity of GaInN quantum wells with varying charge carrier wave function overlap. *Journal of Applied Physics* **107**, 033510 (2010).
- [143] Takeuchi, T. *et al.* Quantum-Confined Stark Effect due to Piezoelectric Fields in GaInN Strained Quantum Wells (1997).
- [144] Lefebvre, P. *et al.* High internal electric field in a graded-width InGaN/GaN quantum well: Accurate determination by time-resolved photoluminescence spectroscopy. *Applied Physics Letters* **78**, 1252 (2001).
- [145] Graham, D. M. *et al.* Optical and microstructural studies of InGaNGaN single-quantum-well structures. *Journal of Applied Physics* **97**, 0–5 (2005).
- [146] Chichibu, S. Exciton localization in InGaN quantum well devices. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **16**, 2204 (1998).

- [147] Feng, S. *et al.* Phonon-replica transition in InGaN/GaN quantum well structures. *Optical and Quantum Electronics* **34**, 1213–1219 (2002).
- [148] Kim, H. J. *et al.* The growth of In-rich InGaN/GaN single quantum wells by metalorganic chemical vapor deposition. *5th International Conference on Nitride Semiconductors Icns5 Proceedings* **2837**, 2834–2837 (2003).
- [149] Hangleiter, A. *et al.* Towards understanding the emission efficiency of nitride quantum wells. *phys. stat. sol. (a)* **201**, 2808–2813 (2004).
- [150] Langer, T. *et al.* Room temperature excitonic recombination in GaInN/GaN quantum wells. *Applied Physics Letters* **103**, 202106 (2013).
- [151] Vardeny, Z. & Tauc, J. Picosecond coherence coupling in the pump and probe technique. *Optics Communications* **39**, 396–400 (1981).
- [152] Dietzek, B., Pascher, T., Sundström, V. & Yartsev, A. Appearance of coherent artifact signals in femtosecond transient absorption spectroscopy in dependence on detector design. *Laser Physics Letters* **4**, 38–43 (2007).
- [153] Leung, M., Djuricic, A. & Li, E. Refractive index of InGaN/GaN quantum well. *Journal of applied physics* (1998).
- [154] Perlin, P. *et al.* Influence of pressure on the optical properties of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ epilayers and quantum structures. *Physical Review B* **64**, 115319 (2001).
- [155] Dzhioev, R. I. *et al.* Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs. *Physical Review B* **66**, 245204 (2002).
- [156] Kikkawa, J. & Awschalom, D. Resonant Spin Amplification in n-Type GaAs. *Physical Review Letters* **80**, 4313–4316 (1998).
- [157] Margulis, A. D. Spin relaxation of conduction electrons in semiconductors in a strong magnetic field. The precession mechanism. *Sov. Phys. Solid State* **25**, 918–921 (1983).

- [158] Hopkins, M. A. *et al.* A study of the conduction band non-parabolicity, anisotropy and spin splitting in GaAs and InP. *Semiconductor Science and Technology* **2**, 568–577 (1987).
- [159] Hübner, J., Döhrmann, S., Hägele, D. & Oestreich, M. Temperature-dependent electron Landé g factor and the inter-band matrix element of GaAs. *Physical Review B* **79**, 193307 (2009).
- [160] Hermann, C. & Weisbuch, C. k p perturbation theory in III-V compounds and alloys: a reexamination. *Physical Review B* **15**, 823–833 (1977).
- [161] Viña, L., Logothetidis, S. & Cardona, M. Temperature dependence of the dielectric function of germanium. *Physical Review B* **30**, 1979–1991 (1984).
- [162] Hwang, C. J. Calculation of Fermi Energy and Bandtail Parameters in Heavily Doped and Degenerate n-Type GaAs. *Journal of Applied Physics* **41**, 2668 (1970).
- [163] Harmon, E. S., Melloch, M. R. & Lundstrom, M. S. Effective band-gap shrinkage in GaAs. *Applied Physics Letters* **64**, 502–504 (1994).
- [164] Jiang, J. H. & Wu, M. W. Electron-spin relaxation in bulk III-V semiconductors from a fully microscopic kinetic spin Bloch equation approach. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **79**, 125206 (2009).
- [165] Žutić, I., Fabian, J. & Das Sarma, S. Spintronics: Fundamentals and applications. *Reviews of Modern Physics* **76**, 323–410 (2004).
- [166] Varshni, Y. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica* **34**, 149–154 (1967).
- [167] Ridley, B. K. Reconciliation of the Conwell-Weisskopf and Brooks-Herring formulae for charged-impurity scattering in semiconductors: Third-body interference. *Journal of Physics C: Solid State Physics* **10**, 1589–1593 (2001).

- [168] van der Pauw, L. J. A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall effect of Discs of Arbitrary Shape. *Philips Research Reports* **13**, 1–9 (1958).
- [169] Lonnemann, J. G., Rugeramigabo, E. P., Oestreich, M. & Hübner, J. Spin orbit dominated spin relaxation - Influence of the intrinsic electron dynamic. *in preparation* (2016).
- [170] Glazov, M. & Ivchenko, E. Effect of electron-electron interaction on spin relaxation of charge carriers in semiconductors. *Jetp* **99**, 1279 (2004).
- [171] Hamaguchi, C. *Basic Semiconductor Physics* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2001).
- [172] Olivero, J. & Longbothum, R. Empirical Fits to the Voigt Line Width. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **17**, 233–236 (1977).
- [173] Bennett, H. S. & Lowney, J. R. Models for heavy doping effects in gallium arsenide. *Journal of Applied Physics* **62**, 521–527 (1987).
- [174] Casey, H. C. & Stern, F. Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs. *Journal of Applied Physics* **47**, 631–643 (1976).
- [175] Conradt, J. *Time-resolved Spectroscopy of Porphyrin Molecules and Development of Hybrid Solar cells*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (2008).
- [176] Meschede, D. *Optik, Licht und Laser* (Vieweg+Teubner, Wiesbaden, 2008), 3 edn.

WISSENSCHAFTLICHER WERDEGANG

Hendrik Arne Kuhn, geboren am 16. Dezember 1984 in Karlsruhe.

- 09/1991 - 06/2004 **Abitur**
Schulausbildung in Karlsbad
- 10/2005 - 10/2010 **Dipl.-Phys.**
Studium am Karlsruher Institut für Technologie
- 10/2010 Thema Diplomarbeit:
„Komponenten für Farbstoffsolarzellen: Porphyrine als Farbstoffe und Zinkoxid Nanosäulen als Halbleiter“
- 12/2010 - 10/2016 **Dr. rer. nat.**
Promotionsstudium am Institut für Festkörperphysik, Abteilung Nanostrukturen, Leibniz Universität Hannover

DANKSAGUNG

DIE Promotionsordnung sieht vor, dass während der Promotion Ergebnisse erzielt werden, die der Weiterentwicklung des Fachgebiets dienen. Man begibt sich folglich auf die Suche nach Dingen, die noch niemand gesehen, gefunden oder gar gesucht hat. Diese Aufgabe kann eine sehr erfüllende und begeisternde Herausforderung sein. Gleichzeitig stößt man auch auf unerwartete Widerstände und Probleme oder gerät in Sackgassen. Ich bin sehr dankbar und froh, dass ich diese Herausforderung nicht alleine meistern musste, sondern Menschen um mich hatte, die mir fachlich, persönlich und emotional zur Seite standen.

An erster Stelle möchte ich Prof. Dr. Michael Oestreich, für die Möglichkeit diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe anzufertigen meinen herzlichen Dank aussprechen. Ich danke für die Unterstützung und die stets offene Tür, für die vielen Ratschläge, das kritische Auge und die richtigen Fragen. Danke für die Wertschätzung und das Vertrauen in mich und meine Arbeit.

Weiterer Dank an Prof. Dr. Andreas Hangleiter für die Übernahme des Korreferats und die Unterstützung im Bereich der InGaN/GaN-Quantenfilme.

Ich danke Prof. Dr. Holger Frahm, für die Übernahme des Vorsitzes der Promotionskommission.

Prof. Dr. Rolf J. Haug danke ich für die angenehme Zusammenarbeit in der Abteilung Nanostrukturen.

Ganz besonders mochte ich PD Dr. Jens Hübner für seine „magischen Finger“ im Labor danken, für die kreativen Ideen und dafür, dass er scheinbar immer eine passende Mathematica Datei parat hat. Danke für das immer offene Ohr bei Fragen und Problemen, sowie für die zahlreichen Hilfestellungen. Und ein ganz besonderer Dank für die fröhliche und motivierende Art und die ansteckende Begeisterung für die Physik.

Die Realisierung der ultraschnellen Spinrauschspektroskopie war ein

Gemeinschaftsprojekt mit Dr. Fabian Berski und Dipl.-Phys. Jan Gerrit Lonnemann. Ich bedanke mich bei beiden für die erfolgreiche Zusammenarbeit.

Dr. Torsten Langer möchte ich für die fachliche Unterstützung im Quantenfilmprojekt danken.

Weiterer Dank gilt Jens, Julia, Michael, Ramin und Eva für das Korrekturlesen der Arbeit.

Danke an alle ehemaligen und aktuellen Kollegen in der Abteilung Nanostrukturen für das angenehme Arbeitsklima am Institut, die schöne Zeit außerhalb des Instituts und die gemeinsamen Konferenzen. Ganz besonders möchte ich den Femtos für die gute Zusammenarbeit und den freundlichen und hilfsbereiten Umgang miteinander danken. Danke speziell an die aktuellen und ehemaligen Kollegen meines Büros, insbesondere Michael -auch für die Hilfe im Labor-, Julia, Pavel, Carsten und Jan Gerrit. Alle haben den Arbeitsalltag sehr angenehm und abwechslungsreich gemacht. Daneben waren die zahlreichen Diskussionen und Brainstormings immer eine große Hilfe, vielen Dank auch dafür.

Ich danke Dave für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und die gemeinsame Zeit.

Natürlich danke ich besonders Ramin, der über die gesamte Zeit ein sehr angenehmer Sitznachbar war, immer eine helfende Hand hatte und mit mir digital die Welt erkundet hat.

Ich danke Yvonne, Klara und Ronny dafür, dass sie die Abteilung am Laufen halten und immer hilfsbereit und ansprechbar bei Problemen waren. Weiterhin möchte ich mich bei der Werkstatt und Uwe für die unkomplizierte und schnelle Bearbeitung und Hilfe bedanken.

Zu guter Letzt gilt mein herzlichster Dank meiner Familie, die mich aus der Ferne immer unterstützt hat, mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand und mir Halt und einen Rückzugsort gegeben hat. Ich danke meiner Schwiegerfamilie für ihren Beistand und natürlich meiner geliebten Ehefrau Eva, die mich nach Hannover gebracht hat, mir immer zur Seite stand, mich motivierte und jederzeit unterstützte.

Vielen Dank!