

Spinrauschspektroskopie in Halbleitern

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. Michael Römer

geboren am 8. Januar 1981 in Ludwigshafen

2010

Referent: Prof. Dr. Michael Oestreich
Korreferent: Prof. Dr. Rolf J. Haug
Tag der Promotion: 19.05.2010

Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit werden die Spinrelaxationsrate und der g-Faktor von n-dotiertem GaAs in Abhängigkeit von Temperatur und Dotierkonzentration mit der Spinrauschspektroskopie untersucht. Diese optische Messmethode ermöglicht nahezu störungsfreie Messungen, da kein optisches Pumpen der Spinpolarisation erforderlich ist. Damit erlaubt die Spinrauschspektroskopie gegenüber anderen optischen Methoden die Messungen an lokalisierten Elektronen und an Spinsystemen im thermischen Gleichgewicht. Da die Spinrauschspektroskopie in Halbleitern eine neue Methode ist, wurde zuerst der Einfluss verschiedener Messparameter wie Laserintensität, Fokusbildung, Laserwellenlänge und Messdauer auf die Ergebnisse untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass hohe Leistungsdichten das Messergebnis verfälschen können.

Die Spinlebenszeit von drei verschiedenen GaAs Proben wurde über einen weiten Temperaturbereich (von 4 K bis 80 K) und für Donatorkonzentrationen zwischen $n_D = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $n_D = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ gemessen. Dabei konnte das Verhalten von lokalisierten und freien Elektronen sowie die Spinrelaxation in der Nähe des Metall-Isolator-Übergangs untersucht werden. Wie aus der Literatur bekannt, zeigt die Probe mit einer Konzentration am Metall-Isolator-Übergang bei $T = 4 \text{ K}$ mit $\tau_s = 267 \text{ ns}$ gegenüber den anderen Proben die längste Spinlebenszeit. Dies gilt nicht für den gesamten beobachteten Temperaturbereich. Ab einer Probentemperatur von 70 K zeigt die höchstdotierte Probe die längste Spinlebenszeit.

Die Spinlebenszeiten und deren Temperaturabhängigkeiten lassen sich auf bekannte Mechanismen zurückführen, auch wenn eine exakte quantitative Beschreibung durch die Theorie aufgrund der Vielfalt der Mechanismen und der Unsicherheit einiger Parameter noch nicht möglich ist. Bei hohen Temperaturen leistet der DP-Mechanismus den Hauptbeitrag zur Spinrelaxation für alle untersuchten Proben. Unterhalb von 30 K dominiert

bei der schwach dotierten Probe die Hyperfeinwechselwirkung.

Der Elektron-g-Faktor lässt sich ebenfalls mit der Spinrauschspektroskopie messen. Die Präzision der Messung ist dabei hauptsächlich durch die Eichung des verwendeten Magnetfeldes bestimmt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen stimmen gut mit Literaturwerten überein.

Weiterhin wird in dieser Arbeit ein einfaches Lorentzoszillatormodell für die Abschätzung der Spinrauschleistung vorgestellt. Das Modell beschreibt im Temperaturbereich unterhalb von 50 K den qualitativen Verlauf der Temperaturabhängigkeit sehr gut. Bei höheren Temperaturen sind einige Vereinfachungen im Modell wie z.B. die Beschränkung auf einen Lorentzoszillator nicht mehr zutreffend. Die gute Übereinstimmung der Wellenlängenabhängigkeit zwischen Experiment und Modell bestätigt die Annahmen bezüglich der Lage der Fermienergie und der Bandstruktur.

Das Spinrauschsignal ist stark abhängig von der Größe des vom Laser erfassten Probenvolumens. Diese Abhängigkeit ermöglicht räumlich aufgelöste Messungen von Elektroneneigenschaften durch Abrastern der Probe mit einem gut fokussierten Laserstrahl. An einem Schichtsystem aus zwei unterschiedlich dotierten Proben konnte die Tiefenauflösung durch eine Messung der Dotierkonzentration eines direkten Halbleiters erfolgreich demonstriert werden. Die erreichbare laterale Auflösung ist direkt durch die Größe des Laserfokus gegeben und liegt damit im Bereich der Lichtwellenlänge. Die Tiefenauflösung wird durch die Rayleigh-Länge bestimmt, die im Halbleitermaterial durch die hohe optische Dichte erheblich verlängert wird.

Schlagworte: Halbleiter, Spinrauschen, Spinrelaxation

Abstract

In this thesis spin noise spectroscopy is used to investigate the temperature and concentration dependence of the spin-relaxation rate and of the electron g-factor for n-doped GaAs samples. This optical method does not require optical pumping of the spin system and therefore allows nearly perturbation free measurements. In contrast to other optical methods, spin noise spectroscopy can be used for measurements on localized electrons and on spin systems in thermal equilibrium. In the beginning of this work the influence of the different measurement parameters such as the laser wavelength, laser power, focus diameter or measurement duration is examined. The results show that high power densities can obscure the measurement so that shorter spin relaxation times are observed.

The spin relaxation time of three different GaAs samples with donor concentrations from $n_D = 2.7 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ to $n_D = 8.8 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ has been examined over a wide temperature range (from 4 to 80 K). The measurements show the spin relaxation of localized electrons and free electrons and the spin relaxation rate near the metal-to-insulator transition. At low temperatures ($T = 4 \text{ K}$) the sample with the doping concentration at the metal-to-insulator transition yields $\tau_s = 267 \text{ ns}$, which is the longest spin relaxation time of the three samples and is in good agreement with the literature. The situation changes above 70 K, where the sample with the highest donor concentration shows the longest spin relaxation time. The observed spin relaxation times and the dependence on temperature can be attributed to known spin relaxation mechanisms. At this time there is no quantitative theoretical description due to the large number of mechanisms involved and the uncertainty of some parameters. At high temperatures, all measurements are consistent with Dyakonov-Perel spin relaxation of free electrons. Below 30 K the hyperfine interaction dominates the spin relaxation of the lowest doped sample.

We demonstrate the measurement of the electron-g-factor using spin noise spectroscopy. The precision of the measurement is mainly limited by the calibration of the used magnetic field. The measurements presented in this work are consistent with literature values.

In this thesis a simple Lorentz oscillator model is used to give an estimation of the spin noise power. The model describes qualitatively the observed temperature dependence well below 50 K. For higher temperatures some simplifying assumptions are no longer valid. The good agreement of the wavelength dependence with the experimental data supports the validity of the assumptions regarding the Fermi level and the band structure.

The noise signal is strongly dependent on the size of the sample volume probed by the laser. This dependency can be used to obtain spatially resolved measurements by scanning the sample with a highly focused laser beam. This technique has been successfully demonstrated on a sample stack with two different doping concentrations. The lateral resolution is directly given by the size of the beam waist and is on the order of the laser wavelength. The depth resolution is given by the Rayleigh-range which is extended by the material's index of refraction.

Keywords: semiconductor, spin noise, spin-relaxation

Für meine Familie

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	23
2	Grundlagen der Spinrauschspektroskopie in Halbleitern	27
2.1	Bandstruktur von GaAs und optische Auswahlregeln . . .	27
2.2	Spinrelaxationsmechanismen	30
2.2.1	Dyakonov-Perel-Mechanismus	30
2.2.2	Elliott-Yafet-Machanismus	32
2.2.3	Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus	32
2.2.4	Hyperfeinwechselwirkung	33
2.2.5	Spinrelaxation am Metall-Isolator-Übergang . . .	33
2.3	Rauschen	34
2.4	Faraday-Fluktuationsspektroskopie	38
2.4.1	Faradayrotation	39
2.4.2	Dielektrische Funktion	40

2.4.3	Spinrauschen	43
3	Messmethode	51
3.1	Messaufbau	51
3.2	Spektrumanalyse	58
3.2.1	Spektrumanalysatoren nach dem Überlagerungsprinzip	58
3.2.2	FFT-Spektrumanalyse	59
3.2.3	Vergleich verschiedener Spektrumanalysatoren	64
3.2.4	Implementierung der Echtzeit-FFT	67
3.3	Diodenlaser	70
3.3.1	Littrow-Geometrie	72
3.3.2	Littmann-Geometrie	72
3.3.3	Faserkopplung	73
3.3.4	Verwendeter Laseraufbau	73
4	Vorbereitende Messungen	75
4.1	PL-Messungen	76
4.2	Transmissions-Messungen	80
4.3	Einfluss der Messparameter auf die untersuchten Größen	83
4.3.1	Abhängigkeit von der Laserwellenlänge	83
4.3.2	Abhängigkeit von der Leistungsdichte	85
4.4	Untersuchungen zum Kernspineinfluss	91
4.4.1	Zeitliche Abhängigkeit	92
4.4.2	Messungen mit elliptischer Polarisierung	95
4.4.3	Abhängigkeit vom Einfallswinkel	96
4.5	Zusammenfassung	98
5	Spinrauschen in GaAs	99
5.1	Untersuchung der Spinrauschleistung	99
5.1.1	Modellierung der Spinrauschleistung	100
5.1.2	Rauschleistung in GaAs-Volumenmaterial	106

5.1.3	Vergleich der berechneten Leistung mit dem Experiment für Volumenmaterial	110
5.1.4	Rauschleistung in (110) GaAs-Quantenfilmen	112
5.1.5	Vergleich der berechneten Leistung mit dem Experiment für Quantenfilme	115
5.2	Elektron-g-Faktor in Volumen GaAs	119
5.2.1	Abhängigkeit von der Dotierung	122
5.2.2	Abhängigkeit von der Temperatur	122
5.2.3	Abhängigkeit vom Lokalisierungsgrad	124
5.3	Spinrelaxation in Volumen GaAs	124
5.3.1	Messung der Spinrelaxation	125
5.3.2	Spinrelaxation für freie Elektronen	127
5.3.3	Spinrelaxation für lokalisierte Elektronen	128
5.3.4	Spinrelaxation am Metall-Isolator-Übergang	132
5.4	Zusammenfassung	135
6	Tiefenaufgelöste Messungen an Volumen-GaAs	137
6.1	Tiefenauflösung	138
6.2	Bestimmung der Donorkonzentration	140
6.3	Messungen an einzelnen Proben	141
6.4	Messung an einem Probenstapel	146
6.5	Zusammenfassung und Ausblick	148
7	Zusammenfassung	153
A	Untersuchte Proben	157
A.1	Präparation der Proben	158
A.1.1	Polieren	158
A.1.2	Lift-Off	160
B	Magnetfeldkalibrierung	161
B.1	Messung des Magnetfeldes	162
B.2	Einfluss des Magnetnetzteils	162

Inhaltsverzeichnis

B.3 Remanenz der Spule und Degaussing	162
Literaturverzeichnis	167
Publikationsliste	181
Danksagung	183
Lebenslauf	185

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

a :	Bohr-Radius
α :	Absorptionskoeffizient
α_0 :	Absorptionskoeffizient bei Frequenz ω_0
B :	Magnetfeld
β :	Faraday-Rotationswinkel
BAP :	Bir-Aronov-Pikus
c :	Lichtgeschwindigkeit
DM :	Dzyaloshinskii-Moriya
DP :	Dyakonov-Perel
$\epsilon(\omega)$:	Dielektrische Funktion
ϵ_0 :	Dielektrizitätskonstante
ϵ_{bg} :	Hintergrunddielektrizitätskonstante
e :	Elementarladung
E :	Elektrisches Feld

E:	Energie
E_c :	Leitungsbandposition
E_f :	Fermienergie
E_γ :	Resonanzbreite (Energie)
E_g :	Energie der Bandlücke
E_v :	Valenzbandposition
EY:	Elliott-Yafet
f:	Frequenz
f_L :	Larmorfrequenz
FFT:	Fast Fourier Transform (schnelle Fourier-Transformation)
FWHM:	volle Halbwertsbreite einer Funktion
γ :	Resonanzbreite (Frequenz)
Γ :	Spinrelaxationsrate
g:	Elektron-g-Faktor
h:	Plancksches Wirkungsquantum
j:	Gesamtdrehimpuls
j:	Laufindex
κ :	Inverse Abschirmlänge
k_B :	Boltzmann-Konstante
k_f :	Betrag des Fermi-k-Vektors
l:	Probendicke
λ :	Wellenlänge
LB:	Leitungsband
LL:	Leichtloch
μ_B :	Bohrsches Magneton
m:	Magnetische Quantenzahl
m_e :	Elektronenmasse
m_e^* :	Effektive Elektronenmasse
MIT:	Metal-Insulator Transition (Metall-Isolator-Übergang)
N:	Anzahl
$N_{\uparrow,\downarrow}$:	Anzahl der Elektronen mit Spin-up bzw. Spin-down
n:	Hauptquantenzahl

n :	Brechungsindex
n_D :	Donatorkonzentration
P :	Polarisationsgrad
Q_j^m :	Elektrischer Multipoloperator
R :	Rauschamplitude
$R(\tau)$:	Autokorrelationsfunktion
σ_x :	Standardabweichung der Größe x
σ^\pm :	links- bzw. rechtszirkulare Lichtpolarisation
SL :	Schwerloch
T :	Periodendauer
T :	Temperatur
t :	Zeit
τ_s :	Spinlebenszeit
τ_c :	Spinkorrelationszeit
U :	Spannung
V :	Volumen
V :	Verdet Konstante
V_D :	Diffusionsspannung
VB :	Valenzband
W :	Spektrale Leistungsdichte
w_{fwhm} :	Volle Halbwertsbreite des Spektrums
ω :	Kreisfrequenz
ω_0 :	Resonanzfrequenz
Z :	Verstärkungsfaktor

Abbildungsverzeichnis

2.1	Optische Auswahlregeln und relative Übergangsraten . . .	28
2.2	Zusammenhang zwischen Zeitsignal, Autokorrelationsfunktion und Frequenzspektrum	38
2.3	Schematische Darstellung des Faraday-Effekts	39
2.4	Realteil und Imaginärteil der dielektrischen Funktion . . .	44
2.5	An ein Spinrauschspektrum angepasste Lorentzkurve . . .	46
2.6	Larmorpräzession eines Spins im Magnetfeld	47
2.7	Auswirkung einer Spinpolarisation auf die Wechselwirkung mit Licht	48
3.1	Grundlegender Messaufbau	52
3.2	Optischer Zugang der verschiedenen Kryostaten	55

3.3	Detektierte Leistung eines Sinussignals bei verschiedenen Frequenzen	60
3.4	Sinussignal im Zeitraum und zugehöriges FFT-Spektrum .	62
3.5	FFT-Spektrum nach Anwendung einer Fensterfunktion . .	63
3.6	Vergleich verschiedener Spektrumanalysatoren nach dem Überlagerungsprinzip	65
3.7	Vergleich eines Spektrumanalysators nach dem Überlagerungsprinzip mit einem FFT-Analysator	66
3.8	Flussdiagramm des FFT-Serverprozesses	69
3.9	Zwei verschiedene Möglichkeiten zum Aufbau des externen Resonators eines Diodenlasers	71
3.10	Schematische Darstellung des verwendeten Laseraufbaus .	74
4.1	Versuchsaufbau für Photolumineszenz- und Transmissionsmessungen	76
4.2	Photolumineszenz-Spektren der Quantenfilmprobe	77
4.3	Photolumineszenz-Spektrum der Probe C	79
4.4	Photolumineszenz-Spektren der Proben A und B	80
4.5	Weißlicht-Transmissions-Spektrum der Probe A	81
4.6	Weißlicht-Transmissions-Spektrum der Quantenfilmprobe	82
4.7	Wellenlängenabhängige Spinrauschmessung Messung an Probe A	84
4.8	Rauschspektren der Probe A bei verschiedenen Laserleistungen	86
4.9	Leistungsabhängige Messung der Spinrelaxationsrate und Larmorfrequenz in Probe A	87
4.10	Beschleunigung der Spinrelaxation durch hohe Leistung .	89
4.11	Abhängigkeit der beobachteten Spinrelaxationsrate von der Leistungsdichte und Energie des Lasers	90
4.12	Veränderung der beobachteten Messgrößen durch die dauerhafte Beleuchtung der Probe	93
4.13	Messung der Lebenszeit und des g-Faktors über 13 Stunden	94

4.14	Spinrauschmessung mit elliptisch polarisiertem Laser . . .	97
5.1	Modell zur Bestimmung der Resonanzenergie in den Volumenmaterialproben	105
5.2	Gemessene integrierte Rauschleistung von den Volumenmaterialproben in Abhängigkeit von der Temperatur . . .	107
5.3	Ausschnitt der gemessenen Temperaturabhängigkeit der Proben A und B für tiefe Temperaturen	109
5.4	Berechnete Rauschleistung für Proben A und B	111
5.5	Vergleich der berechneten mit der an Probe A gemessenen Rauschleistung	113
5.6	Vergleich der berechneten mit der an Probe B gemessenen Rauschleistung	114
5.7	Vergleich der von der Quantenfilmprobe gemessenen Rauschleistung mit der über das Modell abgeschätzten Leistung .	116
5.8	Wellenlängenabhängige Messung der Rauschleistung an der Quantenfilmprobe	117
5.9	Temperaturabhängigkeit der Spinrauschleistung der Quantenfilmprobe	118
5.10	Spinrauschspektren von Probe A in Abhängigkeit des Magnetfeldes	120
5.11	Messung der Larmorfrequenz in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes für die Proben A und B	121
5.12	Temperaturabhängigkeit des g-Faktors für die drei untersuchten Volumenmaterialproben	123
5.13	Temperaturabhängigkeit der Spinrelaxationsrate für die drei untersuchten Volumenmaterialproben	126
5.14	Hochauflösende Spinrauschmessung an Probe C	130
5.15	Vergleich zwischen der Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit und der Spinrelaxation	134
6.1	Eine Probe wird relativ zum Laserstrahl bewegt	139

6.2	Messdaten zur Spinlebenszeit in GaAs bei tiefen Temperaturen, zusammengestellt von Dzhioev et al.	142
6.3	Tiefenaufgelöste Messung an Probe A	143
6.4	Schematische Darstellung der räumlich aufgelösten Spinrauschmessung	147
6.5	Spinrausch-Differenzspektrum gemessen in der Mitte des Probenstapels	149
6.6	Tiefenaufgelöste Spinrauschmessung am Probenstapel mit zwei unterschiedlich dotierten Schichten	150
6.7	Strahlengang ohne und mit Verwendung einer Immersionslinse	151
B.1	Hysteresekurven am Oxford Spectromag-System	163
B.2	Gemessener und erwarteter Strom aus dem Oxford-Magnetnetzteil	164
B.3	Degaussprozedur am supraleitenden Magneten	165

Tabellenverzeichnis

5.1	Für die Abschätzung der Spinrauschleistung von Volumenmaterialproben verwendete Parameter	103
5.2	Für die Abschätzung der Spinrauschleistung der Quantenfilmprobe verwendete Parameter	104
5.3	Parameter für die in Abbildung 5.13 dargestellten Ausgleichskurven	127
A.1	Auflistung der untersuchten Proben	158

1

Einleitung

Viele Innovationen in der modernen Technik verdanken wir Fortschritten in der Festkörperphysik. Insbesondere in der Informationstechnologie schreitet die Entwicklung mit hoher Geschwindigkeit voran. So hat sich beispielsweise die Speicherkapazität einer typischen Festplatte von 10 MB (1981) auf 10 GB (1997) vervielfacht und weist mit einer Verzehnfachung ca. alle fünf Jahre ein ähnliches exponentielles Wachstum auf, wie es aus der Mikroelektronik als Mooresches Gesetz [1] bekannt ist. Dank der Nutzung des Elektronenspins in der Magnetelektronik (Riesenmagnetowiderstand, GMR-Effekt [2, 3]) konnte diese Entwicklung auch in den letzten Jahren fortgesetzt werden. Angetrieben von diesen Erfolgen in der Magnetelektronik wird die Nutzung des Elektronenspins in der Mikroelektronik angestrebt. Im Rahmen dieser „Spintronik“ [4] werden neue Bauteilkonzepte erwartet, die die Leistung der Elektronik erhöhen oder möglicherweise einen Schritt in Richtung Quantencomputer darstellen. Insbesondere klassische Schaltelemente könnten von der Spintronik profitieren, da sich der Elektronenspin im Prinzip schneller und mit einem geringeren

Energieaufwand beeinflussen lässt als Ladungen. Diese Möglichkeiten zur Energieeinsparung sind von besonderem Interesse, da die Leistung heutiger mikroelektronischer Bauteile wie z.B. von CPUs unter anderem von der erzeugten Abwärme limitiert wird.

Für die Realisierung eines spintronischen Bauelements muss eine Spinpolarisation erzeugt, manipuliert und wieder detektiert werden. Während dieser Prozesse darf der Spin jedoch seine Polarisation nicht verlieren. Die Erforschung der Spinrelaxationsprozesse in Halbleitern wird deswegen verstärkt durchgeführt. Eine kurze Übersicht über die wichtigsten Spinrelaxationsmechanismen wird in Kapitel 2.2 gegeben.

Für die Messung der Spinrelaxation in Halbleitern steht eine Vielzahl von Methoden zur Verfügung, wie die zeitaufgelöste Faradayrotation [5], zeit- und polarisationsaufgelöste Photolumineszenz [6] und Messungen unter Ausnutzung des Hanle-Effekts [7]. Bei allen genannten Verfahren wird für die Messung eine Nicht-Gleichgewichts-Spinpolarisation benötigt, die über optisches Pumpen erzeugt wird [8]. Dabei werden in der Probe aber auch Elektron-Loch-Paare erzeugt und das Elektronensystem aufgeheizt. Die etablierten Methoden zur Messung der Spinrelaxation sind daher nicht geeignet für die Messung der Spindynamik im thermischen Gleichgewicht oder für Messungen an lokalisierten Elektronen. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden mithilfe der Spinrauschspektroskopie durchgeführt. Gegenüber anderen Messverfahren ist die Spinrauschspektroskopie nahezu frei von störenden Einflüssen auf die Probe, da die Messung im thermischen Gleichgewicht des Spinsystems erfolgt. Erstmals vorgeschlagen wurden Rauschmessungen an einem Kernspinsystem im Radiofrequenzbereich bereits 1946 von Bloch [9]. 1985 konnten Sleator et al. [10] dieses Spinrauschen an ^{35}Cl Kernspins bei Heliumtemperatur nachweisen. Erste optische Rauschmessungen wurden bereits 1981 von Aleksandrov und Zapasskii [11] an Natriumdampf durchgeführt. Später wurde das Spinrauschen in Rubidiumdampf von Mitsui [12] gemessen. Dabei wurde das Spinrauschen über Streuung des Lichts am Rubidiumdampf bzw. über eine Amplitudenmodulation des Lasers gemessen. Croo-

ker et al. [13] detektierten 2004 das Spinrauschen in einem ähnlichen Experiment mittels Messung der Polarisationssebene des Lasers.

Mit dieser Technik wurde ein Jahr später erstmalig Spinrauschen an einer Halbleiterprobe nachgewiesen [14]. Die für das Verständnis der Messmethode notwendigen theoretischen Grundlagen werden in den Kapiteln 2.1, 2.3 und 2.4 erläutert. Die verwendete Messtechnik wurde im Rahmen dieser Arbeit in den letzten Jahren stetig verbessert. Insbesondere durch den Einsatz eines speziell für die Rauschspektroskopie optimierten FFT-Spektrumanalysators wurde die Empfindlichkeit so weit gesteigert, dass Messungen an zweidimensionalen Strukturen möglich wurden. Kapitel 3 geht detailliert auf die verwendete Messmethode und auf die Spektrumanalyse ein.

Für die Untersuchungen an Halbleitern ist Spinrauschen eine neue Methode und über die Stärke der Rückwirkung des Messprozesses auf die Probe ist bisher nur wenig bekannt. Im vierten Kapitel wird deswegen der Einfluss der Spinrauschmessung auf die Spinlebenszeit und den Elektron-g-Faktor in Abhängigkeit der Parameter Laserwellenlänge und Leistungsdichte untersucht.

Eine wichtige Größe bei den Spinrauschmessungen ist die Spinrauschleistung, da sie die Stärke des Messsignals bestimmt. Ein Modell zur Abschätzung der Spinrauschleistung in Abhängigkeit von den Eigenschaften der Probe wie z.B. der Donorkonzentration und der Messparameter Proben temperatur und Laserwellenlänge wird in Kapitel 5.1 vorgestellt. Das Modell wird mit experimentell ermittelten Daten von drei Volumenmaterialproben und einer Quantenfilmprobe verglichen. In den folgenden Kapiteln wird die Spinrauschspektroskopie für die Messung von wichtigen Halbleitereigenschaften verwendet. Der Elektron-g-Faktor wurde in Abhängigkeit der Temperatur für die drei unterschiedlichen Volumenmaterialproben untersucht. Die Ergebnisse werden in Kapitel 5.2 dargestellt. In Kapitel 5.3 wird die Spinrelaxation in GaAs über einen weiten Temperaturbereich (von 4 K bis 80 K) und für Donorkonzentrationen zwischen $n_D = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $n_D = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ mithilfe der Spin-



rauschspektroskopie untersucht. Besonders interessant ist dabei die Frage, ob Proben mit einer Elektronenkonzentration in der Nähe des Metall-Isolator-Übergangs, die bei Heliumtemperatur die längsten Spinrelaxationszeiten aufweisen, diese Eigenschaft auch bei höheren Temperaturen zeigen. Die Spinrauschspektroskopie ermöglicht zudem die Messung der intrinsischen Spinlebenszeit der Elektronen im thermischen Gleichgewicht, da die Spinrauschmessungen ohne optische Anregungen auskommen.

Das detektierte Spinrauschsignal weist eine starke Abhängigkeit vom Durchmesser des verwendeten Laserstrahls auf. Der größte Teil des Signals wird in dem Probenvolumen generiert, der innerhalb der Rayleigh-Länge liegt. Dieser Zusammenhang zwischen beleuchtetem Volumen und Spinrauschleistung wird in Kapitel 6 für eine zerstörungsfreie räumlich aufgelöste Messung der Donatorkonzentration ausgenutzt.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse und einem Ausblick.

Grundlagen der Spinrauschspektroskopie in Halbleitern

Im Folgenden werden die Grundlagen der Messmethode erläutert. Außerdem wird auf die wichtigsten physikalischen Hintergründe der in dieser Arbeit behandelten Themen eingegangen.

2.1 Bandstruktur von GaAs und optische Auswahlregeln

Galliumarsenid (GaAs) ist ein III-V Halbleiter mit direkter Bandlücke. Im Gegensatz zu indirekten Halbleitern wie Silizium sind direkte optische Übergänge möglich, ohne dass Phononen für die Impulserhaltung benötigt werden. In der Grundlagenforschung wird das Halbleitermaterial GaAs unter anderem gerne benutzt, da seine optischen Eigenschaften die direkte Erzeugung und Detektion einer Ladungsträgerspinpolarisation

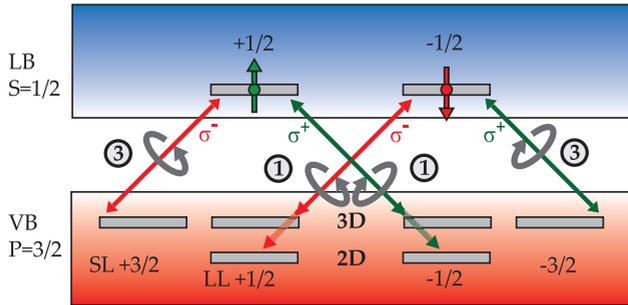


Abbildung 2.1: Optische Auswahlregeln und relative Übergangsraten vom p-artigen Valenzband in das s-artige Leitungsband. Für GaAs Volumenmaterial (3D) sind die Schwerloch- (SL) und Leichtlochzustände (LL) entartet. Bei Quantenfilmen (2D) ist diese Entartung aufgehoben.

ermöglichen. Die erlaubten optischen Übergänge werden durch die Auswahlregeln bestimmt und sind in Abbildung 2.1 dargestellt. In Anlehnung an die Auswahlregeln für atomare Übergänge besitzt GaAs ein s-artiges Leitungsband und ein p-artiges Valenzband. Das Valenzband ist unterteilt in das Schwer- und Leichtlochband sowie in das deutlich tiefer gelegene Splitoff-Band. Das Splitoff-Band kann für die Beschreibung der in dieser Arbeit diskutierten Effekte vernachlässigt werden. Die vollständige Bandstruktur kann z.B. [15] entnommen werden. Die Übergangsraten ergeben sich aus der Berechnung der Übergangsmatrixelemente. Werden wie in dieser Arbeit nur die relativen Übergangsraten benötigt, lassen sich diese mithilfe des Wigner-Eckart-Theorems (Gleichung 10.302 aus [16]) direkt bestimmen:

$$\langle n_1, j_1, m_1 | Q_j^m | n_2, j_2, m_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2j_1 + 1}} \langle n_1, j_1 || Q_j || n_2, j_2 \rangle \langle j_2, l, m_2, m | j_1, m_1 \rangle. \quad (2.1)$$

2.1 Bandstruktur von GaAs und optische Auswahlregeln

Dabei ist Q_j^m der elektrische Multipoloperator und $\langle j_2, l; m_2, m | j_1, m_1 \rangle$ sind die Clebsch-Gordan-Koeffizienten. Für Übergänge, bei der sich die magnetische Quantenzahl m nicht um ± 1 ändert, verschwinden die Clebsch-Gordan-Koeffizienten - der Übergang ist verboten. Einsetzen der Quantenzahlen für die Übergänge durch σ^- Licht vom Schwerlochzustand $|3/2, 3/2\rangle$ zum Leitungsbandzustand $|1/2, 1/2\rangle$ und vom Leichtlochzustand $|3/2, 1/2\rangle$ zum Leitungsbandzustand $|1/2, -1/2\rangle$ liefert:

$$\frac{|\langle \text{VB}, 3/2, 3/2 | Q_{-1}^1 | \text{LB}, 1/2, 1/2 \rangle|^2}{|\langle \text{VB}, 3/2, 1/2 | Q_{-1}^1 | \text{LB}, 1/2, -1/2 \rangle|^2} = \left| \frac{2\sqrt{6}}{2\sqrt{2}} \right|^2 = \frac{3}{1}. \quad (2.2)$$

Die reduzierten Matrixelemente sind in beiden Fällen gleich und kürzen sich weg. Für die σ^+ Übergänge gilt analog:

$$\frac{|\langle \text{VB}, 3/2, -3/2 | Q_1^1 | \text{LB}, 1/2, -1/2 \rangle|^2}{|\langle \text{VB}, 3/2, -1/2 | Q_1^1 | \text{LB}, 1/2, 1/2 \rangle|^2} = \left| \frac{2\sqrt{6}}{2\sqrt{2}} \right|^2 = \frac{3}{1}. \quad (2.3)$$

Mit den Auswahlregeln und den relativen Übergangswahrscheinlichkeiten kann nun der durch optisches Pumpen maximal erreichbare Spinpolarisationsgrad

$$P = \frac{|N_\uparrow - N_\downarrow|}{N_\uparrow + N_\downarrow} \quad (2.4)$$

angegeben werden. Dabei steht N_\uparrow bzw. N_\downarrow für die Anzahl der Elektronen im Leitungsbandzustand $|1/2, 1/2\rangle$ bzw. $|1/2, -1/2\rangle$. Für Volumenmaterial lässt sich demnach maximal ein Polarisationsgrad von $P = 50\%$ erreichen. Erst wenn die energetische Entartung von Schwerloch- und Leichtlochzuständen, wie z.B. in Quantenfilmen, aufgehoben ist, kann eine vollständige Spinpolarisierung erzielt werden.



2.2 Spinrelaxationsmechanismen

Spinrelaxations- und Spindephasierungsprozesse lassen eine nicht-thermische Spinpolarisation immer in den Gleichgewichtszustand zurückkehren. Eine genaue Kenntnis über diese Prozesse ist wichtig, soll doch die Spineigenschaft der Elektronen für die Informationsverarbeitung in zukünftigen spintronischen Bauelementen verwendet werden. In Anlehnung an Experimente zur Kernspinresonanz [9] wird dabei zwischen der Relaxationszeit T_1 und der Dephasierungszeit T_2 unterschieden. Die Zeit T_1 wird auch longitudinale oder Spin-Gitter-Relaxationszeit genannt und bezeichnet die charakteristische Zeit für Prozesse, bei denen die Relaxation ins thermische Gleichgewicht unter Energieabgabe an ein Bad oder an das Gitter erfolgt. Die Richtungsangabe bezieht sich dabei auf die Richtung des externen Magnetfeldes. T_2 , auch transversale Dephasierungszeit genannt, gibt die Zeitspanne an, nach der ein Spinensemble, welches in einem externen Magnetfeld präzediert, durch Verlust der Phase seine Polarisation verliert. Einige Prozesse sind dabei, z.B. in Spin-Echo Experimenten [17], umkehrbar und werden mit der Zeit T_2^* bezeichnet. Für Leitungsbandelektronen in einem isotropen kubischen Festkörper (wie z.B. GaAs) gilt im Falle kleiner Magnetfelder $T_1 = T_2 = T_2^*$ [18] und entsprechend wird in dieser Arbeit nur noch die Spinlebenszeit τ_s verwendet.

Im Folgenden werden die wichtigsten Spinrelaxationsmechanismen vorgestellt und qualitativ beschrieben.

2.2.1 Dyakonov-Perel-Mechanismus

In Halbleitern ohne Inversionssymmetrie, wie z.B. GaAs, ist die Spinartung im Leitungsband aufgehoben. Dies führt zu einer sehr effizienten Spinrelaxation, die sich anschaulich durch die Wirkung eines effektiven Magnetfeldes erklären lässt [19, 20]. Die Spinaufspaltung wirkt wie ein vom Elektronenimpuls \vec{k}^1 abhängiges Magnetfeld [21] und lässt den Elek-

¹Der Vektor \vec{k} ist proportional zum Elektronenimpuls \vec{p} : $\vec{p} = \hbar\vec{k}$.

tronenspin mit der Larmor-Frequenz

$$\vec{\Omega}(\vec{k}) = \frac{e}{m} \vec{B}(\vec{k}) \quad (2.5)$$

präzedieren. Durch Stoßprozesse ändert sich der Impuls der Elektronen und sie erfahren die Wirkung eines in Betrag und Richtung geänderten effektiven Feldes. Im Fall eines Spinensembles führt dies zu einer Relaxation der Gesamtspinpolarisation, da jedes Elektron mit einer anderen Frequenz $\Omega(\vec{k})$ präzediert und die Stoßprozesse zufällig sind. Werden die Elektronen häufig gestreut, tritt „motional narrowing“ auf. Dabei ist die Impulsstreurate $1/\tau_p$ so groß, dass sich die Spinausrichtung zwischen zwei Stößen nur um einen sehr kleinen Winkel ändern kann. Der Relaxationsprozess wird dadurch verlangsamt. Als Bedingung für das „motional narrowing“ gilt

$$\tau_p \bar{\Omega} \ll 1, \quad (2.6)$$

wobei $\bar{\Omega}$ der Mittelwert über alle Impulsvektoren \vec{k} der Frequenz $|\Omega(\vec{k})|$ ist. Im Bereich des „motional narrowing“ gilt für den Dyakonov-Perel-Mechanismus (DP) der charakteristische Zusammenhang

$$\tau_s \propto \frac{1}{\tau_p}. \quad (2.7)$$

Steigt die Temperatur, werden durch die Elektronen Zustände mit höheren \vec{k} -Werten besetzt, die eine größere Spinaufspaltung aufweisen. Das effektive Magnetfeld $\bar{\Omega}$ wird größer und damit die Wirkung des DP-Mechanismus. Da die Impulsstreurate ebenfalls mit der Temperatur anwächst, wird der Anstieg gebremst und findet nicht mit $\tau_s \propto T^{-3}$ statt, wie er für eine konstante Streuzeit τ_p zu erwarten wäre. Z. B. im Fall von Streuung an ionisierten Störstellen ist die Temperaturabhängigkeit näherungsweise durch $\tau_s \propto T^{-3/2}$ gegeben [18].

Eine Besonderheit tritt in (110) Quantenfilmen auf. Während im Volumenmaterial die Spinrelaxation isotrop ist, kommt es in (110) Quantenfilmen zu einer Anisotropie, da das für den DP-Mechanismus wichtige effektive Magnetfeld nur eine Komponente in Wachstumsrichtung besitzt [22].



Nur Spins mit einer Komponente in der Quantenfilmebene sind von der DP-Spinrelaxation betroffen.

2.2.2 Elliott-Yafet-Mechanismus

Obwohl die Impulsstreuprozesse selber spinerhaltend sind, kann Impulsstreuung über den Elliott-Yafet-Mechanismus (EY) [23, 24] zu einem Verlust der Spinpolarisation führen. Durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung werden Elektronenzustände mit gleichem Impuls \vec{k} , aber unterschiedlicher Hauptquantenzahl und entgegengesetztem Spin gekoppelt. Dadurch ist die Wellenfunktion Ψ kein reiner Spin-Eigenzustand, sondern eine Mischung aus den Zuständen Spin-up und Spin-down:

$$\Psi = a |\uparrow\rangle + b |\downarrow\rangle \quad (2.8)$$

Die Koeffizienten a und b können mithilfe der Störungstheorie unter Berücksichtigung aller Bänder erhalten werden. Wird das Elektron gestreut, kann mit einer geringen Wahrscheinlichkeit ein Spinflip stattfinden. Charakteristisch für den EY-Mechanismus ist die sich daraus ergebende Proportionalität zwischen der Impuls- und der Spinrelaxationsrate. Die Stärke der Lochspinbeimischung ist antiproportional zur Größe der Bandlücke. Somit liefert der EY-Mechanismus einen wichtigen Beitrag zur Spinrelaxation in Halbleitern mit kleiner Bandlücke. In Materialien mit großer Bandlücke, wie z.B. GaAs, ist der Mechanismus ineffizient und kann häufig vernachlässigt werden.

2.2.3 Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus

Streuen Elektronen an Löchern, kann die Austauschwechselwirkung einen simultanen Spinflip verursachen. Dabei wird die Spinausrichtung zwischen dem Elektron und dem Loch getauscht. Der daraus resultierende Spinrelaxationsmechanismus wird Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus (BAP) genannt (Bir et al. [25]). Qualitativ lässt sich der Mechanismus als Wech-

2.2 Spinrelaxationsmechanismen

selwirkung der magnetischen Momente von Elektronen- und Lochspin [26] verstehen. Das Elektron präzediert dabei in einem durch den Lochspin erzeugten Magnetfeld. Die Stärke des BAP-Mechanismus wird durch die Lochkonzentration und die Stärke der Austauschwechselwirkung bestimmt. Eine hohe Lochkonzentration tritt entweder in p-dotierten Halbleitern oder bei optischer Anregung durch die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren auf. Die Austauschwechselwirkung ist bei tiefen Temperaturen am stärksten, da bei steigender Temperatur zunehmend Zustände mit größerem Impuls \vec{k} besetzt werden und der Elektron-Loch-Überlapp abnimmt.

2.2.4 Hyperfeinwechselwirkung

Spinrelaxation kann durch die Wechselwirkung des Elektronenspins mit dem magnetischen Moment der Kernspins in der Umgebung erfolgen. Dies wird Hyperfeinwechselwirkung genannt. Die Spinpolarisation geht verloren, da jedes Elektron einem lokal unterschiedlichen und zufällig verteilten Kernmagnetfeld ausgesetzt ist und mit einer anderen Frequenz präzediert [27]. Der Effekt betrifft Elektronen, die an Donatoren oder in Quantenpunkten [28] lokalisiert sind, am stärksten. Sind die Elektronen gut beweglich, können sie durch ihre Bewegung über die unterschiedlichen Kernfelder mitteln und der Einfluss auf die Spinlebenszeit wird gemindert. Da in GaAs jedes Gitteratom einen Kernspin von $3/2$ besitzt, liefert die Hyperfeinwechselwirkung einen großen Beitrag zur Spinrelaxation lokalisierter Elektronen.

2.2.5 Spinrelaxation am Metall-Isolator-Übergang

Dzyaloshinskii-Moriya-Mechanismus

Der auf der von Dzyaloshinskii [29] und Moriya [30] formulierten anisotropen Austauschwechselwirkung beruhende und nach ihnen benannte Spinrelaxationsmechanismus wirkt auf lokalisierte Elektronen. Tauschen



zwei an benachbarten Donatoren lokalisierte Elektronen z.B. durch Tunnelprozesse ihre Plätze, werden sie durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung beeinflusst. Dabei wird ihre Spinausrichtung um einen kleinen Winkel in entgegengesetzte Richtungen gedreht [31]. Nach mehreren, zufälligen Sprüngen der Elektronen geht die Spinausrichtung des Ensembles verloren.

DP im Bereich des „hopping“-Transports

Der DP-Spinrelaxationsmechanismus beruht auf einem vom Elektronenimpuls \vec{k} abhängigen Magnetfeld. Da lokalisierte Elektronen im Mittel einen verschwindenden Impuls k aufweisen, präzediert ihr Spin nicht - es findet keine Spinrelaxation statt. Trotz ihrer Lokalisierung können sich die Elektronen durch Tunnelprozesse „hüpfend“ von einem Donator zum nächsten fortbewegen. Dies wird als „hopping“-Transport bezeichnet. Während eines Tunnelvorgangs tritt ein endlicher aber imaginärer \vec{k} -Vektor auf, der auf die Spins wie ein effektives Magnetfeld einwirkt [32] und eine Präzession mit einer imaginären Larmorfrequenz hervorruft. Da bei dem Prozess auch die Zeit imaginär ist, führt der Tunnelvorgang zu einer realen Drehung des Elektronenspins. Der Verlust der Spinpolarisation erfolgt analog zum DP-Mechanismus, bei dem der Spin in der Zeit zwischen zwei Stößen präzediert.

2.3 Rauschen

Rauschen im technisch-physikalischen Sinne wird erstmals in einer Arbeit von Schottky „über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern“ [33] erwähnt. In der Messtechnik zeigt sich das Rauschen als zusätzliche zufällige Komponente, die dem zu messenden Signal überlagert ist. Quellen des Rauschens sind z.B. thermische Fluktuationen (thermisches Rauschen an einem Widerstand) oder die Quantennatur von Ladung und Licht (Schrotrauschen).

Da die einzelnen zum Rauschen beitragenden Prozesse zufällig sind, lassen sich zur zeitlichen Entwicklung nur Wahrscheinlichkeiten angeben. Größen wie Mittelwert und Varianz können benutzt werden, um die Stärke der Rauschkomponente anzugeben [34]. Der zeitliche Mittelwert einer Größe $A(t)$ ist gegeben durch:

$$\bar{A} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} dt A(t). \quad (2.9)$$

Mit dieser Definition kann das Rauschen als Abweichung von einem mittleren Wert dargestellt werden:

$$a(t) = A(t) - \bar{A}. \quad (2.10)$$

Die im Rauschen enthaltene Leistung lässt sich über die mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert berechnen:

$$\sigma_a^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} dt (a(t))^2 = \overline{(A(t) - \bar{A})^2}. \quad (2.11)$$

Die Größe σ_a^2 wird auch als Varianz der Größe a bezeichnet.

Der Zusammenhang zweier Rauschgrößen und deren zeitliche Entwicklung lässt sich über die Korrelation beschreiben. Tragen z.B. zwei Rauschquellen A und B zum Gesamtrauschen einer Spannung U bei, lässt sich der Mittelwert der Rauschleistung schreiben als [35]

$$\overline{U^2} = \overline{(U_A + U_B)^2} = \overline{U_A^2} + \overline{U_B^2} + 2\overline{U_A U_B}. \quad (2.12)$$

Der Korrelationskoeffizient C beschreibt die Stärke der Korrelation der beiden Rauschquellen:

$$C = \frac{\overline{U_A U_B}}{\sqrt{\overline{U_A^2} \overline{U_B^2}}} = \frac{\overline{U_A U_B}}{\sigma_a \sigma_b}. \quad (2.13)$$



Ist $C = 0$, sind die beiden Rauschquellen voneinander unabhängig, d.h. sie sind unkorreliert. Andernfalls liegt zumindest eine teilweise Korrelation vor und die beiden Rauschprozesse beeinflussen sich gegenseitig. Ob zwei Rauschquellen miteinander zusammenhängen, ist für die Spektrumanalyse wichtig, um die gemessene Leistung den einzelnen Quellen zuzuordnen. Sind zwei Rauschquellen völlig unkorreliert, wie z.B. das elektrische Eigenrauschen des Messgerätes und ein über einen Signalgenerator erzeugtes Rauschsignal, so addieren sich deren Leistungen bei der Messung und der Anteil des elektrischen Eigenrauschens lässt sich über eine alleinige Messung bestimmen. Bei zumindest teilweiser Korrelation würde der Signalgenerator das Eigenrauschen des Messgerätes ändern und somit die separate Messung ein verfälschtes Ergebnis liefern.

Das Rauschen lässt sich weiter mithilfe der Autokorrelationsfunktion charakterisieren. Die Autokorrelationsfunktion wird gebildet durch Falten des Signals mit sich selbst:

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} dt U(t) U(t + \tau) = \overline{U(t) U(t + \tau)}. \quad (2.14)$$

Anschaulich beschreibt sie z.B. für den Fall des Photonenschrottrauschens die Wahrscheinlichkeit, wann nach dem Eintreffen eines Photons das nächste Teilchen detektiert wird. Da bei diesem Rauschprozess alle Photonen voneinander unabhängig sind, und durch die Messung eines Photons keine Aussage über das Eintreffen des nächsten Teilchens gemacht werden kann, ist die Autokorrelationsfunktion eine Deltafunktion zentriert um den Ursprung.

Zur weiteren Klassifizierung des Rauschens wird die spektrale Leistungsdichte $W(\omega)$ betrachtet. Die spektrale Leistungsdichte ist das Betragsquadrat der Fouriertransformation des Signals und gibt an, wie viel

Leistung sich auf eine bestimmte Frequenz ω verteilt:

$$\sigma_a^2 = \int_0^{\infty} d\omega W(\omega) \quad (2.15)$$

$$W(\omega) = \frac{1}{2\pi} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dt U(t) e^{-i\omega t} \right|^2 \quad (2.16)$$

Bei weißem Rauschen entfällt auf jede Frequenz gleich viel Leistung. Bei $1/f$ Rauschen² fällt die Rauschleistung mit zunehmender Frequenz ab. Auch aus der Autokorrelationsfunktion lässt sich die spektrale Leistungsdichte gewinnen. Nach dem Wiener-Khintchine Theorem ist die spektrale Leistungsdichte das Ergebnis der Fouriertransformation der Autokorrelationsfunktion [36, 37]

$$W(\omega) = \mathcal{F}[R(\tau)] = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau R(\tau) e^{-i\omega\tau}. \quad (2.17)$$

Der Zusammenhang zwischen dem Signal im Zeit- und Fourierraum und der Autokorrelationsfunktion ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Das Frequenzspektrum wird entweder über eine Fouriertransformation aus der Autokorrelationsfunktion oder direkt aus dem Betragsquadrat der Fouriertransformierten des Zeitsignals berechnet. In der Abbildung wird der Zusammenhang anhand zweier Beispiele demonstriert. Die linken Graphen wurden für weißes Rauschen, die rechten Graphen für einen exponentiellen Zerfall überlagert mit einer Sinusfunktion berechnet. Der zweite Fall entspricht idealisiertem Spinrauschen (siehe Abschnitt 2.4.3). Das weiße

²Beim $1/f$ Rauschen, auch rosa Rauschen genannt, ist jede Frequenz im Spektrum vorhanden, aber die Amplitude halbiert sich bei Verdopplung der Frequenz. Die Farbe rosa ergibt sich im Vergleich zum weißen Rauschen durch die größere Amplitude der niederfrequenten roten Anteile.



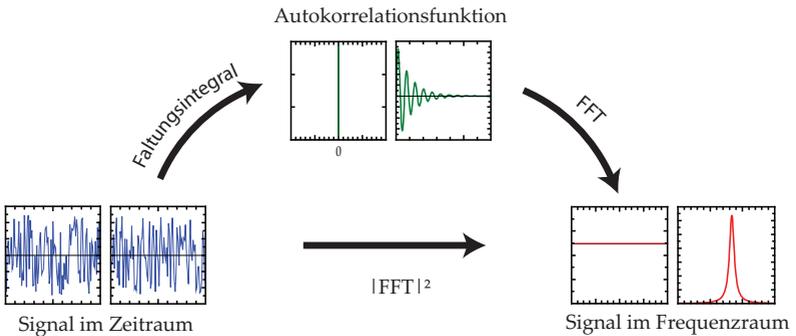


Abbildung 2.2: Zusammenhang zwischen Zeitsignal, Autokorrelationsfunktion und Frequenzspektrum für weißes Rauschen (linke Graphen) und für Spinrauschen (rechte Graphen).

Rauschen entsteht z.B. als Photonenschrottrauschen bei der Messung von Licht mit einer Photodiode. Alle Photonen sind voneinander unabhängig (d.h. unkorreliert) und es ist nicht möglich, nach dem Eintreffen eines Teilchens auf den Zeitpunkt für die Detektion des nächsten Photons zu schließen. Die Autokorrelationsfunktion ist demnach eine Deltafunktion zentriert um den Zeitpunkt 0. Da die Fouriertransformation einer Deltafunktion eine Konstante liefert, wird sofort deutlich, dass jede Frequenz mit gleicher Leistung in der spektralen Leistungsdichte vertreten sein muss. Das Spinrauschen wird weiter unten detailliert beschrieben.

2.4 Faraday-Fluktuationsspektroskopie

In den folgenden Abschnitten werden die Grundlagen für die Faraday-Fluktuationsspektroskopie erläutert. Dabei wird zunächst auf den klassischen Faraday-Effekt eingegangen und anschließend ein einfaches Oszil-

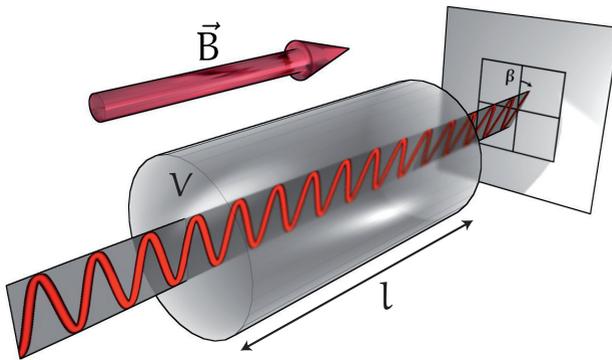


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Faraday-Effekts.

latorsmodell für optische Übergänge in Festkörpern erarbeitet. Im letzten Abschnitt wird auf das Spinrauschen und dessen Einfluss auf die Lichtpolarisation eingegangen.

2.4.1 Faradayrotation

Der 1845 von Faraday entdeckte und nach ihm benannte Effekt beschreibt den Einfluss eines von einem Magnetfeld durchsetzten Mediums auf die Lichtausbreitung. Im ursprünglichen Versuch wurde Bleiglas mit linear polarisiertem Licht durchstrahlt. Das Glas befand sich in einem Elektromagneten, mit dem ein Magnetfeld in Ausbreitungsrichtung des Lichtes erzeugt werden konnte. Je nach Stärke und Richtung des Magnetfeldes wurde dabei die Polarisationssebene des Lichtes, wie in Abbildung 2.3 dargestellt, gedreht [38]. Verdet [39] stellte später für diesen Effekt einen einfachen mathematischen Zusammenhang zwischen dem Rotationswinkel β und dem Magnetfeld B auf:



$$\beta = VBl. \quad (2.18)$$

Dabei ist l die Dicke des Mediums und V eine material-, wellenlängen- und temperaturabhängige Konstante. Der Faraday Effekt ist von der Richtung des Magnetfeldes abhängig, was zur Folge hat, dass sich der Lichtweg nicht umkehren lässt. Durchläuft ein Lichtstrahl das Medium zweimal wird beim Durchlaufen in umgekehrter Richtung die Drehung nicht aufgehoben, sondern für jeden Durchlauf addiert.

Die Drehung der Polarisationssebene kommt durch eine magnetfeldabhängige Aufspaltung der Elektronenzustände im Material zustande, bei der die Spinartung aufgehoben wird. Das Material besitzt nun zwei verschiedene Brechungsindizes, einen für links- und einen für rechtszirkular polarisiertes Licht. Bei senkrechtem Lichteinfall bewirkt der Brechungsindex eine Verlangsamung der Ausbreitungsgeschwindigkeit in dem Medium. Da sich linear polarisiertes Licht als lineare Superposition von links- und rechtszirkularem Licht ausdrücken lässt, durchläuft ein Teil des Lichts das Medium schneller als die andere Polarisation. Nach Durchlaufen des Mediums hat sich also die Phase zwischen σ^+ und σ^- Licht verschoben. Werden die beiden Polarisationskomponenten des Lichts zusammengefasst, ergibt sich wieder eine linear polarisierte Welle, deren Polarisationssebene jedoch gegenüber der ursprünglichen Welle um den Winkel

$$\beta = \frac{\omega l}{c} \frac{\Delta n}{2} \text{ mit } \Delta n = n^+ - n^- \quad (2.19)$$

gedreht ist. Dabei ist ω die Lichtfrequenz und c die Lichtgeschwindigkeit und n^- und n^+ sind die Brechungsindizes für links- bzw. rechtszirkular polarisiertes Licht.

2.4.2 Dielektrische Funktion

Für die Beschreibung des Faradayeffekts ist die Kenntnis des Brechungsindex und dessen Wellenlängenabhängigkeit notwendig. Diese Materialeigenschaften werden nun mithilfe eines vereinfachten Modells beschrieben

[40]. In diesem Modell wird ein elektronischer Übergang durch einen gedämpften harmonischen Oszillator mit Resonanzfrequenz ω_0 ausgedrückt, auf den ein elektrisches Wechselfeld (E-Anteil der Lichtwelle) einwirkt. Die zugehörige Differentialgleichung lautet:

$$m_e \ddot{x} + 2\gamma m_e \dot{x} + qx = eEe^{-i\omega t}. \quad (2.20)$$

Dabei ist m_e die Elektronenmasse und e die Elementarladung. Der harmonische Oszillator wird durch Auslenkung x , die „Federkonstante“ q und die Dämpfung γ bestimmt. Die Bewegungsgleichung 2.20 wird durch den Ansatz

$$x = x_0 e^{-i\omega t}$$

gelöst und liefert die stationäre Lösung

$$x_0 = \frac{-eE}{m_e (\omega^2 + 2i\gamma\omega - \omega_0^2)} \text{ mit } \omega_0 = \sqrt{\frac{q}{m_e}}.$$

Dabei ist ω_0 die Resonanzfrequenz des Systems, die einem elektronischen Übergang zwischen zwei Energieniveaus entspricht. Aus der Auslenkung x_0 kann das Dipolmoment durch Multiplikation mit der Elementarladung e erhalten werden. Wird das Dipolmoment eines Oszillators mit der Teilchendichte N multipliziert, erhält man die Polarisationsdichte des Mediums:

$$P = \frac{-e^2 NE}{m_e (\omega^2 + 2i\gamma\omega - \omega_0^2)}. \quad (2.21)$$

Durch Definieren der durch die Dämpfung γ verschobenen Resonanzfrequenz

$$\omega'_0 = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2} \quad (2.22)$$

und Expandieren des Nenners werden zwei Polstellen sichtbar:

$$P = \frac{-e^2 NE}{2m_e \omega'_0} \left(\frac{1}{\omega - \omega'_0 + i\gamma} - \frac{1}{\omega + \omega'_0 + i\gamma} \right). \quad (2.23)$$



Die Polstelle bei $\omega = -\omega'_0 - i\gamma$ liegt sehr weit von den betrachteten Frequenzen um ω'_0 weg und liefert nur einen vernachlässigbaren Beitrag, so dass nur die Polstelle bei der Frequenz $\omega = \omega'_0 - i\gamma$ von Interesse ist. Mit der für $\gamma \ll \omega_0$ gültigen Näherung $\omega_0 \approx \omega'_0$ lässt sich Gleichung 2.21 zu

$$P = \frac{-e^2 N E}{2m_e \omega_0} \left(\frac{1}{\omega - \omega_0 + i\gamma} \right) \quad (2.24)$$

vereinfachen. Der Zusammenhang zwischen der Polarisation P des Mediums, seiner dielektrischen Funktion ϵ und dem externen Feld E ist in der Dipolnäherung durch die Gleichung

$$(\epsilon - \epsilon_0) E = P \quad (2.25)$$

gegeben. Auflösen nach ϵ liefert die dielektrische Funktion eines einzelnen Übergangs im Vakuum:

$$\epsilon = \epsilon_0 - \frac{e^2 N}{2m_e \omega_0} \left(\frac{1}{\omega - \omega_0 + i\gamma} \right). \quad (2.26)$$

Im Folgenden wird nun das Oszillatormodell eines einzelnen Übergangs im Vakuum für die Beschreibung der Exzitononenresonanz in einem Halbleiter adaptiert. Für die Anwendung des Modells auf einen Übergang in einem Halbleiter ist zum einen der Bezug auf messbare Parameter wie z.B. der Absorptionskoeffizient α sinnvoll, zum anderen kann die Existenz weiterer Resonanzfrequenzen bzw. Übergängen nicht völlig vernachlässigt werden. Über die Beziehung

$$\alpha(\omega_0) = \frac{\omega_0}{\epsilon_0 \sqrt{\epsilon_{bg}} c} \text{Im}(\epsilon(\omega_0)) \quad (2.27)$$

aus [41] und Einsetzen der dielektrischen Funktion 2.26 ergibt sich der Ausdruck

$$\alpha(\omega_0) = \frac{e^2 N}{m_e} \frac{1}{2\epsilon_0 \sqrt{\epsilon_{bg}} c \gamma}, \quad (2.28)$$

2.4 Faraday-Fluktuationsspektroskopie

mit dem sich die Größe e^2N/m_e durch

$$\frac{e^2N}{m_e} = 2\epsilon_0\alpha_0\sqrt{\epsilon_{bg}}c\gamma \quad (2.29)$$

ausdrücken lässt. α_0 ist dabei der Absorptionskoeffizient bei $\omega = \omega_0$. Einsetzen von 2.29 in 2.26 unter Berücksichtigung des Hintergrunds in Form einer Hintergrunddielektrizitätskonstante ϵ_{bg} liefert die angepasste dielektrische Funktion:

$$\epsilon = \epsilon_0\epsilon_{bg} - \frac{\epsilon_0\alpha_0c\gamma\sqrt{\epsilon_{bg}}}{\omega_0} \frac{1}{\omega - \omega_0 + i\gamma}. \quad (2.30)$$

Dabei wurde ausgenutzt, dass das Quadrat des Brechungsindex n im Wesentlichen proportional zum Realteil von ϵ ist, wie sich mithilfe der Maxwellgleichungen in Materie zeigen lässt [41]:

$$n^2 \approx \frac{\text{Re}(\epsilon)}{\epsilon_0}. \quad (2.31)$$

Die so gewonnene dielektrische Funktion beschreibt den wellenlängenabhängigen Einfluss eines einzelnen optischen Übergangs auf den Brechungsindex (Realteil) und den Absorptionskoeffizienten (Imaginärteil). Weit entfernt liegende Übergänge sind dabei durch einen Hintergrundbeitrag berücksichtigt. Ein beispielhafter Verlauf von Real- und Imaginärteil von Gleichung 2.30 ist in Abbildung 2.4 skizziert.

2.4.3 Spinrauschen

In dieser Arbeit wird der Spin von Elektronen im Leitungsband von Halbleitern untersucht. Jedes Elektron trägt neben seiner Ladung auch einen Eigendrehimpuls, den Spin. Der Elektronenspin ist eine quantenmechanische Eigenschaft, die keine direkte Beschreibung in der klassischen Physik besitzt. Der Spin ist bezüglich einer Beobachtungsrichtung quantisiert und



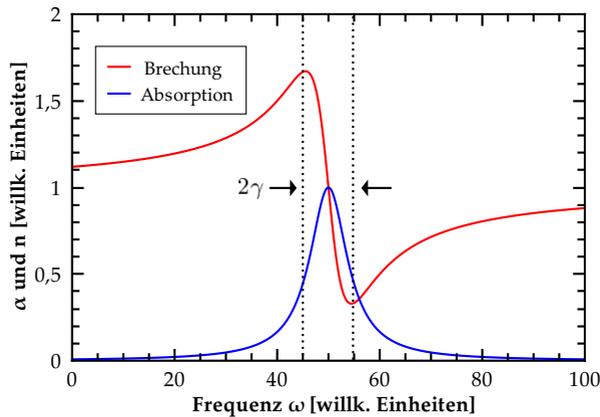


Abbildung 2.4: Darstellung des Realteils (Brechung) und Imaginärteils (Absorption) der dielektrischen Funktion. Die Dämpfung γ bestimmt die Breite der Absorption und die Position der Extrempunkte des Brechungsindex.

kann entweder in („up“) oder gegen („down“) die Beobachtungsrichtung zeigen.

In einem Ensemble von Elektronenspins sind im thermischen Gleichgewicht die Zustände „up“ und „down“ im zeitlichen Mittel gleich wahrscheinlich besetzt. Aufgrund von Fluktuation ist bei einer Momentaufnahme mit einem leichten Ungleichgewicht zu rechnen. Das heißt, dass z.B. mehr Spin „up“ Elektronen als Spin „down“ Elektronen im Leitungsband eines Halbleiters vorhanden sind. Sind die Elektronen voneinander unabhängig, wie z.B. lokalisierte Donatorelektronen in einem schwach n-dotierten Halbleiter, kann das Verhalten der Spins mithilfe der Poissonstatistik beschrieben werden. Die durchschnittliche Stärke der Fluktuationen (Standardabweichung) ist dann gegeben durch die Wurzel der Teilchen-

anzahl. Diese zufällige Spinpolarisation ändert sich stochastisch. Bei Betrachtung vieler Änderung folgen diese einem exponentiellen Zerfall mit einer Zerfallsrate Γ , im Folgenden Spinrelaxationsrate genannt. Wird dieser exponentielle Zerfall als Korrelationsfunktion des Spinensembles aufgefasst, lässt sich die spektrale Leistungsdichte durch eine Fouriertransformation berechnen:

$$W(\omega) = C \cdot \int_0^{\infty} e^{-\Gamma t} \cdot (e^{-i\omega t} + e^{+i\omega t}) dt = C \cdot \frac{2\Gamma}{\Gamma^2 + \omega^2}, \quad (2.32)$$

wobei C eine Konstante ist. Mit den Beziehungen

$$\Gamma_{\text{HWHM}} = \pi w_{\text{FWHM}}, \quad A = C \text{ und } \omega = 2\pi f \quad (2.33)$$

lässt sich der Ausdruck 2.32 auf die übliche Darstellung einer um die Frequenz f_L ($= 0$) zentrierten Lorentzfunktion mit voller Halbwertsbreite (FWHM³) w und Fläche A bringen:

$$W(f) = \frac{2A}{\pi} \cdot \frac{w}{4(f - f_L)^2 + w^2}. \quad (2.34)$$

Die spektrale Leistungsdichte des Spinrauschens mit einer Spinrelaxationsrate Γ entspricht einer um die Frequenz Null zentrierten Lorentzkurve mit der vollen Halbwertsbreite w_{FWHM} und der Fläche A . Abbildung 2.5 illustriert den Zusammenhang zwischen den physikalischen Größen und der daraus resultierenden Lorentzkurve. Die Fläche A ist die Leistung des Spinrauschsignals. Die Spinlebenszeit τ_s ist der Kehrwert der Relaxationsrate Γ und lässt sich leicht aus w_{FWHM} berechnen:

$$\tau_s = \frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{\pi w_{\text{FWHM}}}. \quad (2.35)$$

³Mit FWHM (full width half maximum) wird die volle Halbwertsbreite einer Funktion angegeben. Die halbe Halbwertsbreite einer Funktion wird mit HWHM (half width half maximum) abgekürzt.



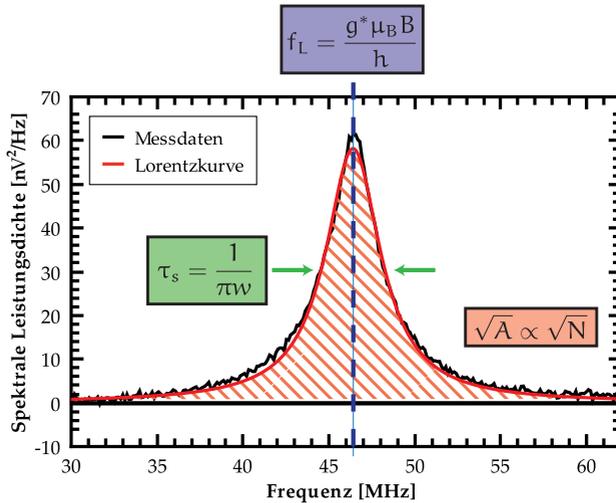


Abbildung 2.5: An ein Spinrauschspektrum angepasste Lorentzkurve. Aus den Parametern der Lorentzkurve lassen sich Informationen über die für das Spinrauschen wichtigen physikalischen Größen gewinnen. Die Spinlebenszeit lässt sich aus der volle Halbwertsbreite w berechnen, die Mittenfrequenz der Kurve ist proportional zum Elektron-g-Faktor und die Fläche der Kurve enthält Informationen über die Zahl der beteiligten Elektronen.

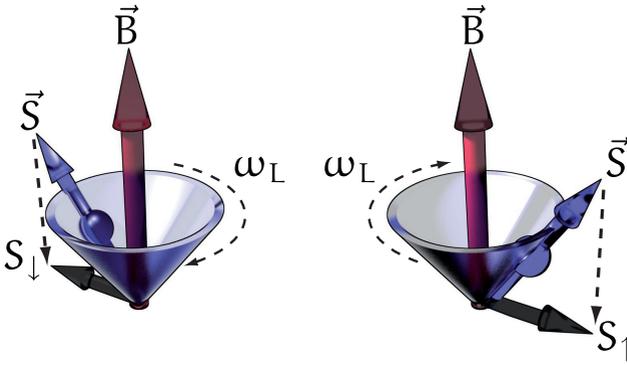


Abbildung 2.6: Larmorpräzession eines Spins im Magnetfeld. Die Projektion des Spins auf die Beobachtungsrichtung wechselt zwischen Spin-„up“ und Spin-„down“.

Da der Elektronenspin über sein magnetisches Moment an ein externes Magnetfeld koppelt, lässt sich das Spinrauschsignal zu höheren Messfrequenzen verschieben. Das Magnetfeld wird dazu senkrecht zur Laserstrahlachse angelegt und zwingt die Elektronen zu einer Präzessionsbewegung mit ihrer Larmorfrequenz

$$f_L = \frac{\omega_L}{2\pi} = \frac{g\mu_B B}{h}. \quad (2.36)$$

Dabei ist g der Elektron- g -Faktor, μ_B das Bohrsche Magneton, B der Betrag des externen Magnetfeldes und h das Plancksche Wirkungsquantum. Die Projektion der Spinpolarisation auf die Beobachtungsrichtung wechselt, wie in Abbildung 2.6 dargestellt, zwischen Spin „up“ und „down“ und wird dem exponentiellen Zerfall überlagert.

Das leichte Ungleichgewicht in der Spinbesetzung wirkt sich aufgrund der optischen Auswahlregeln (siehe Abschnitt 2.1) auf die Lichtabsorption des Materials aus. Wie in Abbildung 2.7 gezeigt, wird beispielsweise



2 Grundlagen der Spinrauschspektroskopie in Halbleitern

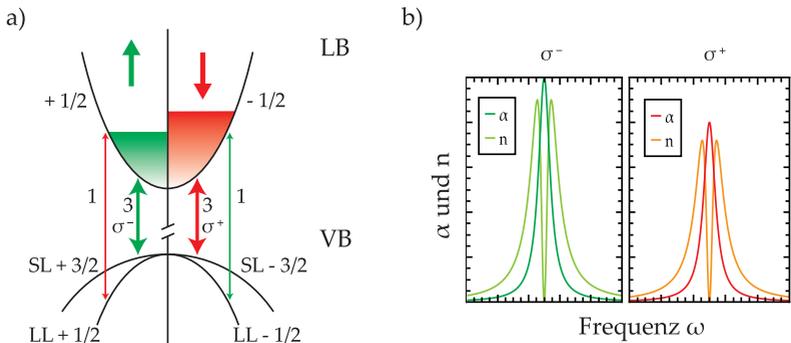


Abbildung 2.7: Auswirkung eines Ungleichgewichts zwischen Spin „up“ und Spin „down“ auf die Wechselwirkung mit Licht. Bild (a) zeigt die möglichen optischen Übergänge. Bild (b) zeigt den Absorptionskoeffizienten α und den Brechungsindex n für die beiden zirkularen Lichtpolarisationen.

bei Absorption von σ^- Licht dreimal häufiger ein angeregtes Elektron mit Spinzustand „up“ als ein Elektron mit Zustand „down“ erzeugt. Sind nun bereits viele Elektronen im Zustand „up“ vorhanden, wird die Anregung weiterer Elektronen durch die Pauli-Blockade unterdrückt. Wie in den vorhergehenden beiden Abschnitten gezeigt wurde, wird die Polarisationsebene eines linear polarisierten Lichtstrahls geändert, wenn die Brechungsindizes für σ^+ und σ^- Licht verschieden sind. Da Brechungsindex und Absorptionskoeffizient unmittelbar zusammenhängen, bewirkt die ungleiche Absorptionsstärke für σ^+ und σ^- Licht eine Differenz Δn im Brechungsindex und damit eine Drehung der Polarisationsebene. Über diesen Mechanismus werden Fluktuationen der Spinpolarisation als Änderung der Lichtpolarisation messbar.

Neben dem Spinrauschen ist in den Messdaten immer ein Hintergrundrauschen enthalten. Das optische Schrotrauschen ist dabei die dominieren-

2.4 Faraday-Fluktuationsspektroskopie

de Rauschquelle. Wird die Messung über einen langen Zeitraum durchgeführt und immer mehr Spektren gemittelt, verringern sich die Fluktuationen des Schrotrauschens in der spektralen Leistungsdichte und nähert sich im idealisierten Fall einer Konstante an. Eine Verdopplung der Messzeit führt dabei zu einer Reduktion der Fluktuation um den Faktor $\sqrt{2}$. Für einen erfolgreichen Nachweis des Spinrauschens, muss die Spitzenamplitude des Signals mindestens genauso groß sein, wie der Rauschuntergrund. Bezogen auf die Spinlebenszeit τ_s , die integrierte Rauschleistung A und die Amplitude des Rauschhintergrunds R ergibt sich die Bedingung:

$$\tau_s \geq \frac{R}{2A}. \quad (2.37)$$

Mit einem FFT Spektralanalysator betrug die Restfluktuation nach einer Stunde Messzeit noch $1,5 \cdot 10^{-19} \text{ V}^2 \text{ Hz}^{-1}$. Die integrierte Rauschleistung A kann über das später in Abschnitt 5.1.1 vorgestellte Modell für verschiedene Proben abgeschätzt werden.



Messmethode

In diesem Kapitel werden der verwendete Messaufbau und die für Spinrauschmessungen benötigten Komponenten beschrieben.

3.1 Messaufbau

Spinrauschen lässt sich optisch über die Faraday-Rotation detektieren. Der dazu verwendete Messaufbau ist in Abbildung 3.1 skizziert. Als Lichtquelle wird ein linear polarisierter Diodenlaser eingesetzt, dessen Licht entweder über Freistrahloptik oder eine Glasfaser zum Versuchsaufbau geführt wird. Der Laserstrahl wird fokussiert, durchleuchtet die Probe und wird anschließend über eine Linse wieder kollimiert. Änderungen in der Polarisationssebene des Lasers werden über eine abgegliche Photodetektorbrücke gemessen. Dazu wird der Laser durch einen polarisierenden Strahlteilerwürfel so auf die beiden Photodioden des Detektors aufgeteilt, dass ohne eine Drehung der Polarisationssebene das Signal des Differenz-

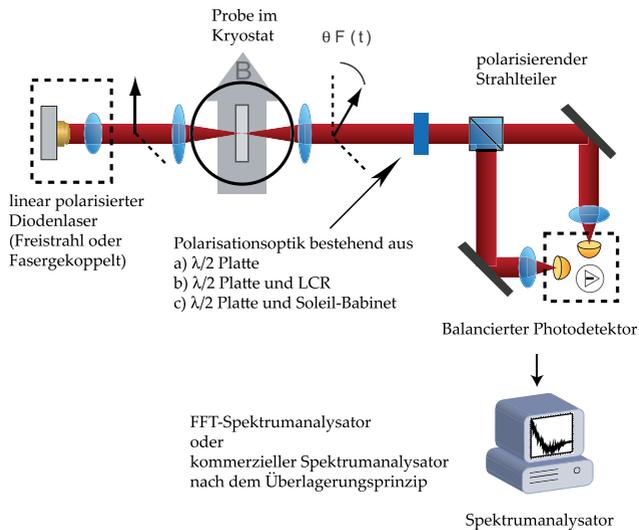


Abbildung 3.1: Grundlegender Messaufbau für Spinrauschmessungen in Halbleitern. Als Kryostat kam entweder ein Oxford-Spectromag oder ein Cryovac Fingerkryostat zum Einsatz. Je nach eingesetztem Verfahren zur Messung des Rauschhintergrunds kamen unterschiedliche Magnetfelder und Polarisationsoptiken zum Einsatz.

verstärkers im Mittel Null wird. Das Ausgangssignal der Photodetektorbrücke wird verstärkt und mit einem Spektrumanalysator aufgenommen. In den aufgenommenen Frequenzspektren ist nicht nur das zu messende Spinrauschsignal enthalten, sondern es wird immer auch optisches Schrotrauschen und das Eigenrauschen der eingesetzten Elektronik detektiert. Das unerwünschte Rauschen der Elektronik und das optische Schrotrauschen können dabei deutlich größere Amplituden erreichen als das Spinrauschsignal. Bevor die Messungen ausgewertet werden können, müssen

die unerwünschten Anteile im Rauschspektrum subtrahiert werden. Dabei wird ausgenutzt, dass das elektrische Rauschen und das optische Schrotrauschen nicht mit dem Spinrauschen korreliert sind.

Das Mitteln der Rauschspektren über eine lange Zeitspanne reduziert die Fluktuationen des Rauschens um den Mittelwert. Werden nun zwei Spektren aufgenommen, bei denen in einem das Spinrauschsignal unterdrückt wurde (s. u.), kann der reine Spinrauschanteil durch Subtraktion der Leistungsdichtespektren extrahiert werden. Entscheidend für qualitativ gute Messergebnisse ist eine effektive Mittelung, die die Fluktuationen des Schrotrauschens um seinen Mittelwert deutlich kleiner werden lässt als die erwartete Stärke des Spinrauschsignals, sowie eine Möglichkeit, das Spinrauschen selektiv zu unterdrücken.

Mit der Zeit wurden Verbesserungen am Aufbau durchgeführt, ohne das grundlegende Messprinzip zu ändern. Es wurden verschiedene Kryostaten und Spektrumanalysatoren verwendet, der Diodenlaseraufbau wurde stetig verbessert und verschiedene Methoden zur Gewinnung des Schrotrausch-Untergrundspektrums entwickelt. Details zum verwendeten Diodenlaser werden in Abschnitt 3.3 gegeben. Der Abschnitt 3.2 gibt eine Einführung in den Bereich der Spektrumanalyse und in die dazu verwendeten Apparaturen. Im Folgenden werden die Vor- und Nachteile der jeweiligen Messaufbauten erläutert.

Kryostat

Alle Experimente wurden bei tiefen Temperaturen (< 80 K) durchgeführt. In einem Kryostaten wird die Probe unter Einsatz von flüssigem Helium als Kühlmittel auf die gewünschte Temperatur gebracht. Einige Kryostaten sind außerdem mit einem supraleitenden Magneten ausgestattet, mit dem sich auch große Magnetfelder (~ 8 T) erzeugen lassen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Systeme eingesetzt, die sich in ihren Möglichkeiten zur Erzeugung tiefer Temperaturen und hoher Magnetfelder sowie



in dem optischen Zugang zur Probe unterscheiden. Die verwendeten Aufbauten sind in Abbildung 3.2 mit dem maximal möglichen Öffnungswinkel für die Fokussieroptik skizziert.

Das Oxford-Spectromag System, dargestellt in Abbildung 3.2(d), ist ein Kryostat mit supraleitenden Magneten. Die Probe befindet sich in einem „Variable Temperature Insert“ (VTI) und kann über durchströmendes gasförmiges Helium oder direkt in einem Bad aus flüssigem Helium gekühlt werden. Fenster ermöglichen einen direkten optischen Zugang zur Probe. Mit diesem System werden in dieser Arbeit die tiefsten Temperaturen (bis zu 1,4 K) und die größten Magnetfelder erreicht. Nachteilig ist die geringe Stabilität (Probenposition schwankt abhängig vom Helium- und Stickstoff-Füllstand) und der minimal erreichbare Fokusbereich. Mit einer voll ausgeleuchteten achromatischen Linse und dem minimalen Abstand zur Probe von 20 cm wurde als kleinster Fokusbereich ca. 25 μm erreicht.

Der Cryovac Mikrokryostat ((a) bis (c) in der Abbildung 3.2) ist als Fingerkryostat ausgeführt und ermöglicht in der Grundkonfiguration (a) das Abkühlen der Probe auf ca. 3,5 K. Durch das Fehlen eines Heliumtanks und supraleitender Spulen ist das System wesentlich kompakter und die Probe kann sehr dicht am Fenster platziert werden. Die sich daraus ergebende hohe numerische Apertur lässt sich nutzen, um einen deutlich kleineren Laserfokus zu erzielen. Ein Magnet ist in dem Cryovac-System nicht eingebaut, so dass das Magnetfeld mit außen angebrachten Spulen erzeugt werden muss. Wird die Probe mit einem, im Rahmen dieser Arbeit konstruierten, Kühlfingeraufsatz (b) aus dem Gehäuse herausgeführt, können dazu Spulen ohne Eisenkern verwendet werden. Dabei steigt die tiefstmögliche Temperatur jedoch auf ca. 10 K an. Wenn eine geringe Remanenz die Messung nicht stört, kann das Magnetfeld auch über Spulen mit Eisenkern erzeugt werden. Der Fingeraufsatz ist dann nicht erforderlich. Zusätzlich kann das Cryovac-System auf eine 3D Positioniereinheit gesetzt werden, um den Kryostaten mitsamt der Probe relativ zum Laserstrahl zu verschieben. Die verwendeten Lineartische von Physik Instrumente können den Kryostat mit einer Schrittweite von 100 nm und einer absoluten Genauig-

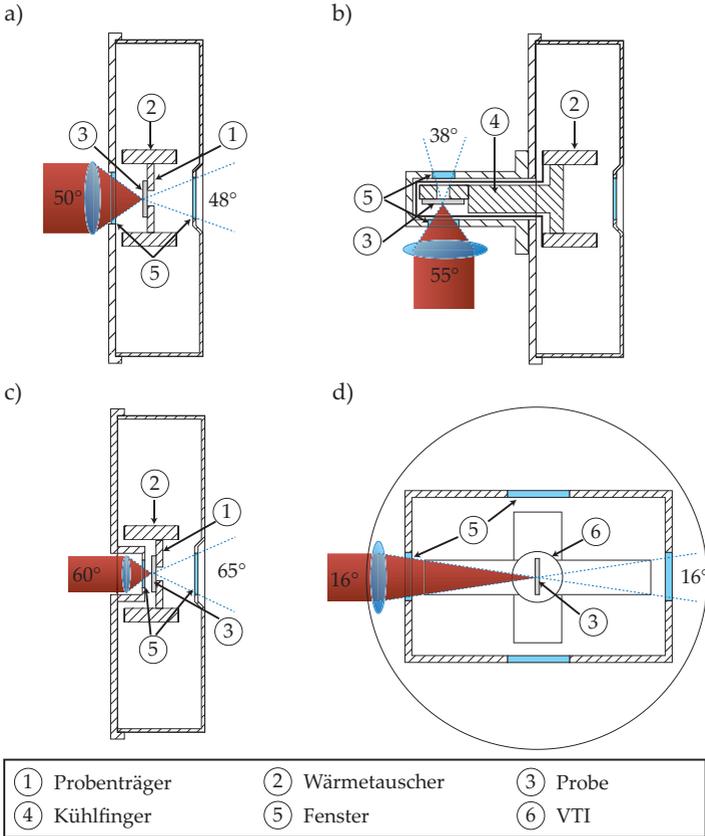


Abbildung 3.2: Der optische Zugang der verschiedenen Kryostaten im Vergleich. Der mögliche Öffnungswinkel entscheidet über den minimal erreichbaren Fokussdurchmesser des Lasers.



keit von 1 μm positionieren. Der kleinste Fokusdurchmesser von ca. 3 μm wird durch den Einsatz einer asphärischen Linse und eines angepassten Deckels (c) erreicht.

Möglichkeiten zur Messung des Schrotrauschuntergrundspektrums

Für die Messung des Schrotrauschuntergrunds wird das Spinrauschsignal entweder durch ein externes Magnetfeld aus dem beobachteten Frequenzbereich verschoben oder durch eine Polarisationsoptik unterdrückt. Kommt das Magnetfeld zum Einsatz, wird das externe Feld senkrecht zur Richtung des Laserstrahls angelegt. Ein Magnetfeld senkrecht zur Strahlachse verursacht keine Faradayrotation, sondern zwingt die Spinpolarisation zu einer Präzessionsbewegung um die Magnetfeldachse. Dadurch lässt sich das um die Frequenz 0 Hz zentrierte Spinrauschsignal zu einer höheren, durch das Magnetfeld bestimmten Frequenz verschieben. Um ein reines Schrotrauschspektrum zu erhalten, wird das Magnetfeld so bemessen, dass die Larmorfrequenz größer als die Summe aus der Breite des Rauschsignals und der Messbandbreite des Spektrumanalysators ist. Das Spinrauschsignal wird nicht von der Spektrumanalyse erfasst und das Hintergrundspektrum kann ohne Veränderungen am optischen Weg aufgenommen werden. Da für die meisten Messungen nur das Schrotrauschen im Bereich des Spinrauschsignals bestimmt werden muss, ist eine Verschiebung um die Breite des Rauschsignals in der Regel ausreichend.

Wenn ein Magnetfeld für die Unterdrückung des Spinrauschsignals nicht verwendet werden kann, da z.B. keine ausreichende Feldstärke zur Verfügung steht, können hierfür Polarisationsoptiken eingesetzt werden. Das Spinrauschen wird durch die unterschiedlichen Brechungsindizes von links- bzw. rechtszirkular polarisiertem Licht der linearen Laserpolarisation aufmoduliert (siehe Abschnitt 2.4.1 und 2.4.3). Wird anstelle des linear polarisierten Lichts ein Laserstrahl mit zirkularer Lichtpolarisation verwendet,

wird dieser Mechanismus unterdrückt. Trifft das zirkular polarisierte Licht auf den Strahlteiler, wird es zu gleichen Teilen auf die beiden Photodioden des Detektors aufgeteilt und nur das optische Schrotrauschen wird gemessen.

Zirkular polarisiertes Licht lässt sich aus linear polarisiertem Licht mithilfe einer im Winkel von 45° zur Polarisation stehenden $\lambda/4$ -Platte erzeugen. In der Praxis hat sich allerdings gezeigt, dass aufgrund von Doppelbrechung in der Probe oder an den Fenstern des Kryostats ein linearer Polarisationsanteil verbleibt. Ein besseres Ergebnis lässt sich erzielen, indem die Probe zwar mit linear polarisiertem Licht durchleuchtet wird, die Detektion des dem Laserstrahl aufmodulierten Spinrauschens aber mit einer parallel zur Polarisationsebene eingestellten $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte verhindert wird. Trifft der Laserstrahl auf die Verzögerungsplatte, wird aus der durch das Spinrauschen gedrehten Polarisationskomponente eine zirkulare Polarisation. Da das zirkular polarisierte Licht immer zu gleichen Teilen auf die Dioden aufgeteilt wird, kann kein Spinrauschen detektiert werden und es wird der reine Schrotrauschanteil gemessen.

Bei den Verfahren, die eine Verzögerungsplatte für die Spinrauschunterdrückung einsetzen, muss zwischen zwei verschiedenen Verzögerungen umgeschaltet werden. Ist die Optik auf $\lambda/4$ -Verzögerung eingestellt, wird lediglich der Schrotrauschanteil gemessen. Bei einer Verzögerung von $\lambda/2$ wird die Polarisationsmodulation des Laserstrahls nicht verändert und es wird sowohl Spin- als auch Schrotrauschen gemessen. Das Umschalten der Verzögerung kann mit einem Soleil-Babinet-Kompensator (SB) erfolgen. Dabei werden mechanisch zwei Keile, die aus doppelbrechendem Material gefertigt sind, gegeneinander verschoben, so dass die Dicke der Platte und damit ihre Verzögerung variiert wird. Vorteile des SB-Kompensators sind die gute Temperaturstabilität und konstante Transmission für unterschiedliche Verzögerungen. Nachteilig ist die geringe Geschwindigkeit, mit der die Position des Keils geändert werden kann. Die Positionsänderung erfolgt über einen Schrittmotor der die Mikrometerschraube am SB Kompensator dreht. Das Umschalten der Verzögerung benötigt auf diese



Weise ca. 10 s. Mit einem Flüssigkristallverzögerer (LCR) kann die Verzögerung innerhalb von ca. 10 ms [42] über die Versorgungsspannung des Flüssigkristalls geändert werden. Nachteilig ist bei diesem Bauteil jedoch die starke Abhängigkeit der Verzögerung von der Umgebungstemperatur (bei einem Temperaturanstieg um 3° muss die Versorgungsspannung um ca. 2 % erhöht werden, um die Verzögerung konstant zu halten). Desweiteren ändert sich der Transmissionsgrad in Abhängigkeit der eingestellten Verzögerung um ca. 0,3 %. Eine veränderte Transmission wirkt sich auf die Amplitude des Schrotrauschens aus und erschwert die Unterdrückung des Rauschuntergrunds erheblich. Dies kann jedoch mit einem weiteren LCR ausgeglichen werden, indem der zweite Flüssigkristallverzögerer zusammen mit einem Linearpolarisator zwischen Laserdiode und Probe eingesetzt wird. Durch Ändern der Verzögerung lässt sich die Transmission durch den Linearpolarisator regeln und damit der Leistungsverlust am ersten LCR ausgleichen.

3.2 Spektrumanalyse

Die Spektrumanalyse ermöglicht die Messung der spektralen Leistungsdichte (siehe Abschnitt 2.3). Im Folgenden werden zwei Verfahren zur Spektrumanalyse vorgestellt und die jeweiligen Vor- und Nachteile für die Spinrauschspektroskopie erläutert.

3.2.1 Spektrumanalysatoren nach dem Überlagerungsprinzip

Das Funktionsprinzip der meisten kommerziellen Spektrumanalysatoren beruht auf dem Überlagerungsprinzip. Die Messung der spektralen Leistungsdichte erfolgt dabei über einen Bandpassfilter bei einer feststehenden Zwischenfrequenz. Durch Mischen des Eingangssignals mit einer variablen Referenzfrequenz wird das gesamte zu untersuchende Spektrum

nach und nach am Bandpassfilter „vorbei geschoben“. Da bei der Frequenzmischung sowohl ein Summen- als auch ein Differenzsignal entsteht, muss je nach Eingangssignal und gewählter Zwischenfrequenz ein zusätzlicher Bandpassfilter vor dem Mischen Teile des Spektrums ausblenden, um die Eindeutigkeit der Messung sicherzustellen. Nach dem Zwischenfrequenzfilter wird das Signal über einen Hüllkurvendetektor demoduliert. Der Hüllkurvendetektor besteht im einfachsten Fall aus einem Gleichrichter. Das Signal wird über einen Tiefpassfilter geglättet und der Anzeige zugeführt. Bei diesem Verfahren lassen sich leicht auch sehr hohe Frequenzen analysieren. Die höchstmögliche Messfrequenz wird dabei durch den Referenzoszillator und die Bandbreite der verwendeten Analogelektronik vorgegeben. Nachteilig wirkt sich die hohe benötigte Messzeit aus. Nach jedem Verändern der Referenzfrequenz muss das System warten, bis der Oszillator sich stabilisiert hat. Außerdem wird immer nur ein kleiner Ausschnitt des gesamten Frequenzspektrums zur gleichen Zeit erfasst.

3.2.2 FFT-Spektrumanalyse

Bei der FFT-Analyse wird das Eingangssignal nach einer eventuellen Vorverstärkung und Filterung über einen schnellen Analog-Digital-Wandler in einen Computer eingelesen. Die weitere Verarbeitung und eigentliche Spektrumanalyse erfolgt danach rein digital über eine Fast Fourier Transformation (FFT). Der FFT-Algorithmus ist eine effiziente Implementierung der diskreten Fourier-Transformation, bei der für einen Ausschnitt des aus diskreten Messwerten bestehenden Zeitsignals das Frequenzspektrum berechnet wird. Dieser Ausschnitt wird FFT-Fenster genannt. Die mögliche Messbandbreite wird bei diesem Verfahren durch die Abtastrate des Wandlers und der Bandbreite der Elektronik bestimmt. Für eine zuverlässige Erfassung muss die Abtastfrequenz mindestens das Doppelte der Signalfrequenz betragen [43]. Ist die Signalfrequenz genau gleich der halben Abtastfrequenz, kann das Signal bei ungünstiger Phasenlage nicht mehr detektiert werden. Bei noch höheren Eingangsfrequenzen kommt es



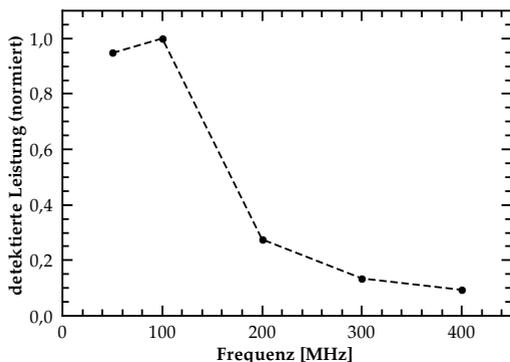


Abbildung 3.3: Mit der Digitalisiererkarte detektierte Leistung eines Sinussignals mit konstanter Amplitude bei verschiedenen Frequenzen. Die Empfindlichkeit der Messkarte nimmt aufgrund der beschränkten Analogbandbreite mit zunehmender Frequenz ab. Die gestrichelte Linie ist eine Hilfslinie für den Betrachter.

zu Aliasing-Effekten. Dabei werden Frequenzen, die oberhalb der halben Abtastrate liegen, als niedrigere Frequenzen interpretiert. Dieser Effekt kann bei geeigneter Wahl von Hoch- und Tiefpassfiltern benutzt werden, um Messungen in Frequenzbereichen durchzuführen, für die die Abtastrate eigentlich zu niedrig wäre. Die Filter gewährleisten dabei die Eindeutigkeit der Zuordnung. Bei diesem *Undersampling* genannten Verfahren muss jedoch mit Amplitudenfehlern gerechnet werden. Diese Fehler entstehen zum einen durch die begrenzte Abtastrate und Beobachtungszeit bei der FFT, zum anderen durch die begrenzte Signalbandbreite in den analogen Signalwegen auf der Digitalisiererkarte¹. In Abbildung 3.3 ist die gemessene Leistung eines Sinussignals bei verschiedenen Frequenzen dargestellt.

¹Bei den verwendeten Digitalisiererkarten spezifiziert der Hersteller AlazarTech eine 3dB Bandbreite von 85 MHz.

Trotz konstanter Eingangsleistung fällt die gemessene Leistung durch die begrenzte Bandbreite oberhalb von 100 MHz deutlich ab. Des Weiteren treten Amplitudenfehler durch die willkürliche Wahl des FFT-Fensters auf, da die Eingangssignale im Allgemeinen nicht periodisch sind. Selbst für den Fall eines periodischen Signals können Fehler auftreten, falls die Beobachtungszeit nicht ein ganzzahliges Vielfaches der Periodendauer ist. Abbildung 3.4 verdeutlicht das Problem für ein sinusförmiges Eingangssignal. Die Abtastung des Signals erfolgt an den in Bild (a) rot markierten Punkten. Bild (b) zeigt das Ergebnis der FFT für eine idealisierte Messung mit unendlich vielen Abtastpunkten und einer Beobachtungsdauer, die einem ganzzahligen Vielfachen der Periodendauer entspricht (schwarze Kurve) und einer „realen“ Messung mit wenigen Abtastpunkten und einer nicht zur Signalperiode passenden Messzeit (rote Punkte). Im idealisierten Fall entspricht das Ergebnis einem Deltapeak bei der Signalfrequenz f_0 . Im realen Fall ist das Spektrum im Frequenzraum deutlich verbreitert und keiner der Messpunkte fällt mit der Signalfrequenz zusammen.

Einfluss verschiedener Fensterfunktionen auf das Messergebnis

Durch eine FFT-Fensterfunktion können die Artefakte, die durch die willkürlich gewählte Lage des Fensters entstehen, beeinflusst werden. Wird keine Fensterfunktion verwendet, werden alle Datenpunkte gleich gewichtet (Rechteckfenster). Auf das Messsignal wirkt sich dies wie eine Faltung mit einer Rechteckfunktion aus. Es entstehen zusätzliche Frequenzen im Spektrum und die spektrale Leistungsdichte erscheint verbreitert. Dies wird Leckeffekt genannt. Diese Fehler lassen sich mindern, indem die Messpunkte im beobachteten Fenster mit einer Fensterfunktion gewichtet werden. Punkte im Zentrum des Messfensters werden stärker gewichtet als Messpunkte an den Rändern des Fensters. Ein Vergleich verschiedener Fensterfunktionen mit ihren jeweiligen Vor- und Nachteilen kann der Veröffentlichung von Harris [44] entnommen werden. In Abbildung 3.5



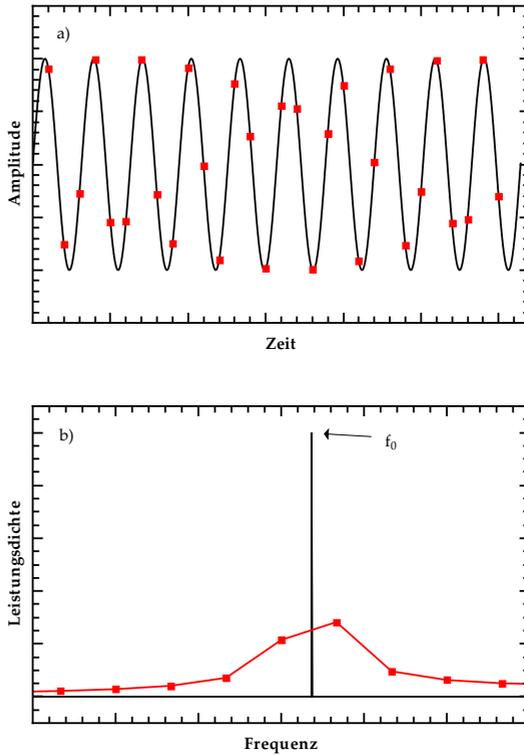


Abbildung 3.4: (a) Sinussignal im Zeitraum. An den mit einem roten Punkt markierten Zeitpunkten wird das Signal abgetastet. (b) FFT-Spektren der Sinuskurve. Die schwarze Kurve gehört zu einer idealen Messung mit unendlich vielen Messpunkten und einer Messzeit, die einem ganzzahligen Vielfachen der Periodendauer entspricht. Die roten Punkte sind das Ergebnis einer FFT mit den in Bild (a) markierten Messpunkten.

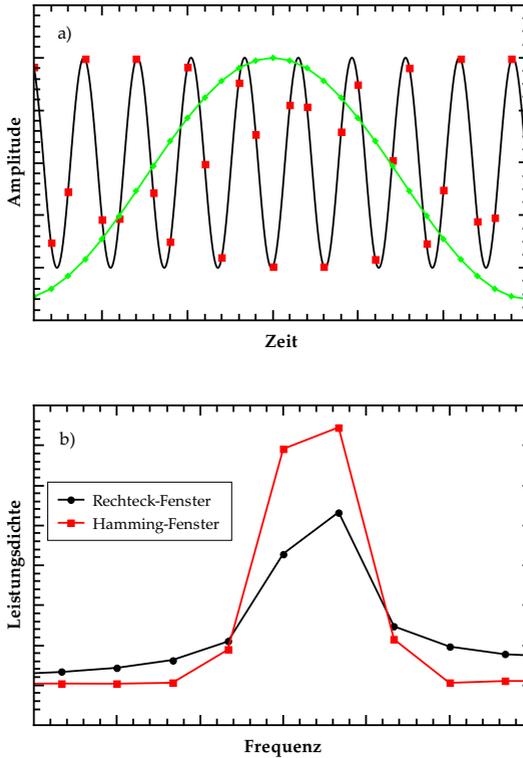


Abbildung 3.5: (a) Ein an den roten markierten Punkten abgetastetes sinusförmiges Signal wird mit dem Hamming-Fenster (grüne Linie) gewichtet.

(b) FFT-Spektren der Sinuskurve ohne Gewichtung (schwarze Punkte) und mit Gewichtung durch das Hamming-Fenster (rote Punkte).



wird das Rechteckfenster mit dem Hamming-Fenster verglichen. In Bild (a) ist die Fensterfunktion, mit der die rot markierten Messpunkte gewichtet werden, als grüne Kurve eingezeichnet. In Bild (b) ist das Leistungsdichtespektrum mit und ohne Gewichtung durch die Fensterfunktion aufgetragen. Das Hamming-Fenster reduziert den Leckeffekt deutlich.

3.2.3 Vergleich verschiedener Spektrumanalysatoren

Für die Spinrauschspektroskopie ist es notwendig, möglichst effizient zu mitteln, da das Spinrauschsignal typischerweise klein im Verhältnis zum elektrischen Rauschen und dem Schrotrauschen des Lasers ist. Durch Mittelung werden die relativen Abweichungen des weißen Rauschens von seinem Mittelwert immer geringer. Das Verdoppeln der Messzeit reduziert die Abweichungen um den Faktor $\sqrt{2}$.

Entscheidend ist dabei die tatsächlich für die Messung genutzte Beobachtungszeit und nicht allein die Zeitdauer. Spektrumanalysatoren nach dem Überlagerungsprinzip können nicht die gesamte eingesetzte Zeit zur Messung nutzen, da zu einem bestimmten Zeitpunkt immer nur bei einer Frequenz gemessen werden kann. FFT Analysatoren hingegen erfassen alle Frequenzen innerhalb der Messbandbreite gleichzeitig und sind dadurch Analysatoren nach dem Überlagerungsprinzip überlegen. In Abbildung 3.6 werden die Spektren von vier Spektrumanalysatoren nach dem Überlagerungsprinzip bei gleicher Messzeit und ähnlichen Bedingungen verglichen. Das Spektrum (a), erfasst mit dem HP 4395a, weist mit großem Abstand das schlechteste Signal-Rausch-Verhältnis auf. Die ersten Spinrauschmessungen in Halbleitern wurden mit diesem Spektrumanalysator durchgeführt, eine einzige Spinrauschmessung benötigte ca. 20 Stunden Messzeit, um auf ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis zu kommen [14]. Die Qualität der Spektren (b) bis (d) unterscheidet sich nur noch geringfügig. Der HP 4395A war der älteste Spektrumanalysator im Test und ist wahrscheinlich noch durch die Geschwindigkeit der digitalen Nachbe-

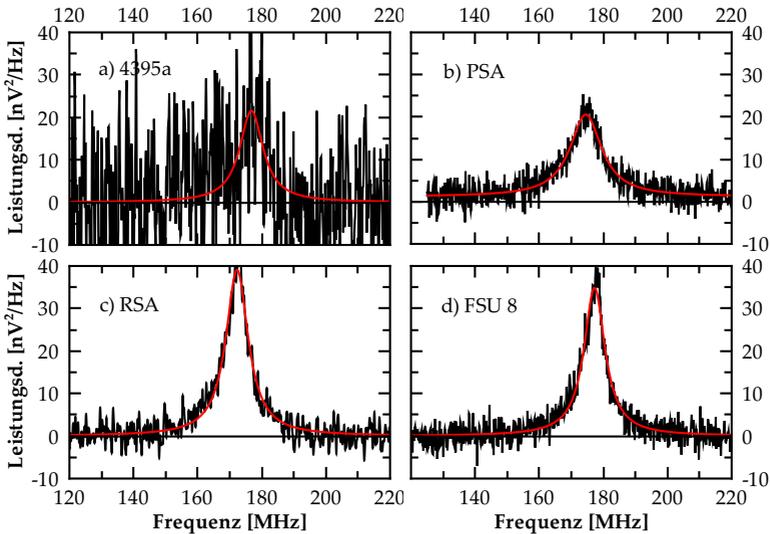


Abbildung 3.6: Vergleich von vier verschiedenen Spektrumanalysatoren, die nach dem Überlagerungsprinzip arbeiten. Die Messungen wurden unter ähnlichen Bedingungen, jedoch nicht direkt hintereinander durchgeführt. Die Mittelungsdauer betrug ca. vier Minuten. (a) HP 4395a, (b) HP PSA, (c) Tektronix RSA3408a, (d) Rohde & Schwarz FSU 8. Die Messung wurde an einer GaAs Probe mit $n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Temperatur von 10 K mit einer Laserwellenlänge von 826 nm durchgeführt.



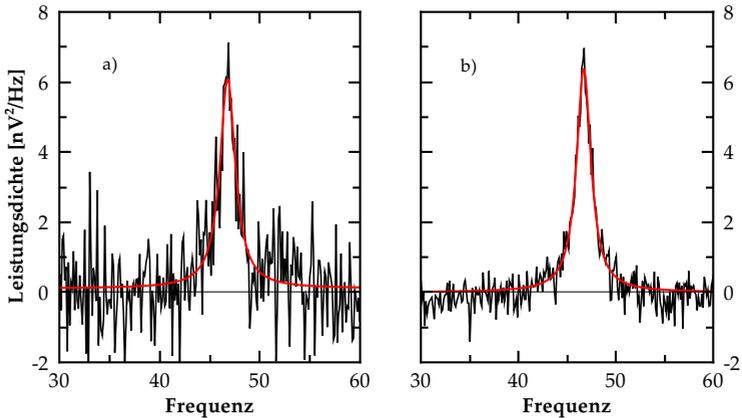


Abbildung 3.7: Vergleich eines Spektrumanalysators nach dem Überlagerungsprinzip (Bild (a), Rohde & Schwarz FSU8, drei Stunden Messzeit) mit dem FFT-Analysator (Bild (b), drei Minuten Messzeit). Die Messung wurde an einer GaAs Probe mit $n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bei 10 K mit einer Laserwellenlänge von 850 nm durchgeführt. Ein kleiner Offset, verursacht durch Leistungsschwankungen des Lasers, wurde in der Darstellung abgezogen.

arbeitung limitiert. Die neueren Analysatoren unterscheiden sich in der Qualität des Messergebnisses kaum noch voneinander. Eine große Verbesserung, insbesondere bei schwächeren Signalen, bringt die Nutzung eines FFT-Analysators. Der Vergleich in Abbildung 3.7 wird unter geänderten Messbedingungen durchgeführt, die zu einer Abschwächung des Signals führen. Die Spektren des besten Analysators nach dem Überlagerungsprinzip (R&S FSU 8) werden mit Spektren des ersten von uns implementierten FFT-Analysators verglichen. Selbst nach einer um den Faktor 60 längeren Integrationszeit für die Mittelung schneidet der FFT-Analysator deutlich

besser ab. Je nach verwendeter Technik zur Anbindung des Digital/Analog-Wandlers können zwischen 40 % und 100 % der eingesetzten Zeit tatsächlich zur Beobachtung genutzt werden. Bei den Spektrumanalysatoren nach dem Überlagerungsprinzip hingegen wird je nach Modell weniger als 1 % der eingesetzten Zeit tatsächlich für die Beobachtung genutzt.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass das weiße Rauschen mittels Differenzbildung zweier Spektren gut unterdrückt wird. Dabei ist zur Verringerung der Varianz nicht die reine Messzeit, sondern die tatsächliche Beobachtungszeit entscheidend. Durch die mittels FFT-Analyse vollständige Nutzung der Messzeit zur Beobachtung kann die tatsächliche für die Messung benötigte Zeitspanne erheblich reduziert werden.

3.2.4 Implementierung der Echtzeit-FFT

Die Echtzeit-FFT wird mithilfe einer schnellen PCI (Express) Messerfassungskarte und eines schnellen Mehrprozessorcomputers durchgeführt. Das Messsignal wird nach einer Vorverstärkung und analoger Filterung über einen 16 Bit Analog/Digital-Wandler mit einer Abtastrate von 125 bzw. 180 MHz erfasst. Da für den sicheren Nachweis einer Frequenzkomponente mindestens zwei Messpunkte pro Periode benötigt werden, ist dadurch die Messbandbreite auf 62,5 MHz bzw. 90 MHz begrenzt. Ein Tiefpassfilter mit 3 dB Punkt bei 55 MHz bzw. 67 MHz wird als Aliasing-Filter verwendet. Dieser Filter wird eingesetzt, um Frequenzen oberhalb der Nyquist Frequenz (die der halben Abtastrate entspricht) zu unterdrücken und die Eindeutigkeit des Messergebnisses zu gewährleisten (siehe Abschnitt 3.2.2). Denn ein Signal, das bei einer Abtastrate von 180 MHz bei 70 MHz detektiert wird, könnte ansonsten in Wirklichkeit eine Frequenz von 110 MHz, 250 MHz, 290 MHz usw. besitzen. Wird über einen geeigneten Bandpassfilter die eindeutige Zuordnung wiederhergestellt, kann dieser Effekt ausgenutzt werden, um Frequenzen nachzuweisen, die über der durch die Abtastrate vorgegebene Messbandbreite liegen. Bei diesem Undersampling muss jedoch ein Amplitudenfehler in Kauf genommen wer-



den. Die bei der Digitalisierung entstehende Datenmenge von bis zu 360 MB/s kann über die PCI-Express Schnittstelle in Echtzeit in den Hauptspeicher übertragen werden. Bei Verwendung des älteren PCI-Bus ist die Übertragungsrate auf 132 MB/s beschränkt und es können nur ca. 40 % der anfallenden Daten übertragen werden. Die restlichen Messwerte gehen verloren.

Aufbau des Programms

Das Programm ist in zwei Komponenten auf zwei verschiedenen Computern aufgeteilt, die über ein Netzwerk miteinander kommunizieren. Ein Computer erfasst und verarbeitet die eingehenden Daten, der andere Computer überwacht die Messung und steuert unter anderem das Magnetnetzteil und den Kryostaten an. Diese Aufteilung wurde vorgenommen, damit die Echtzeitverarbeitung der eingehenden Daten nicht durch andere laufenden Prozesse unterbrochen wird.

Beide Programmkomponenten sind in C++ geschrieben. Das Hauptprogramm läuft auf einem schnellen Mehrprozessorsystem mit vier Prozessoren. Nach dem Start der Messung werden die digitalisierten Daten in den Hauptspeicher geschrieben. Dieser Vorgang wird über DMA (Direkten Speicherzugriff) realisiert und erfordert keine Kontrolle durch den Hauptprozessor. Sind genügend Daten eingelesen (verwendet wird eine Blockgröße von 2^{23} Samples), wird mit der FFT begonnen. Die Aufnahme der Daten läuft im Hintergrund weiter. Um die Fouriertransformation in Echtzeit zu bewältigen, wird die Last gleichmäßig auf die vier vorhandenen Prozessoren aufgeteilt. Da sich bei kleinen Fenstergrößen (< 65536 Punkte) eine einzelne FFT nur schwer parallel verarbeiten lässt, wendet dabei jeder Prozessor unabhängig von den anderen die FFT auf einen Teil des Gesamtdatensatzes an. Wenn alle CPUs ihre Aufgabe beendet haben, wird dies über ein Event signalisiert, und das Hauptprogramm wird fortgesetzt. Die Ergebnisse der verschiedenen Threads werden gemittelt und der Prozess startet mit dem nächsten Datenblock von vorne. Am Ende wird das

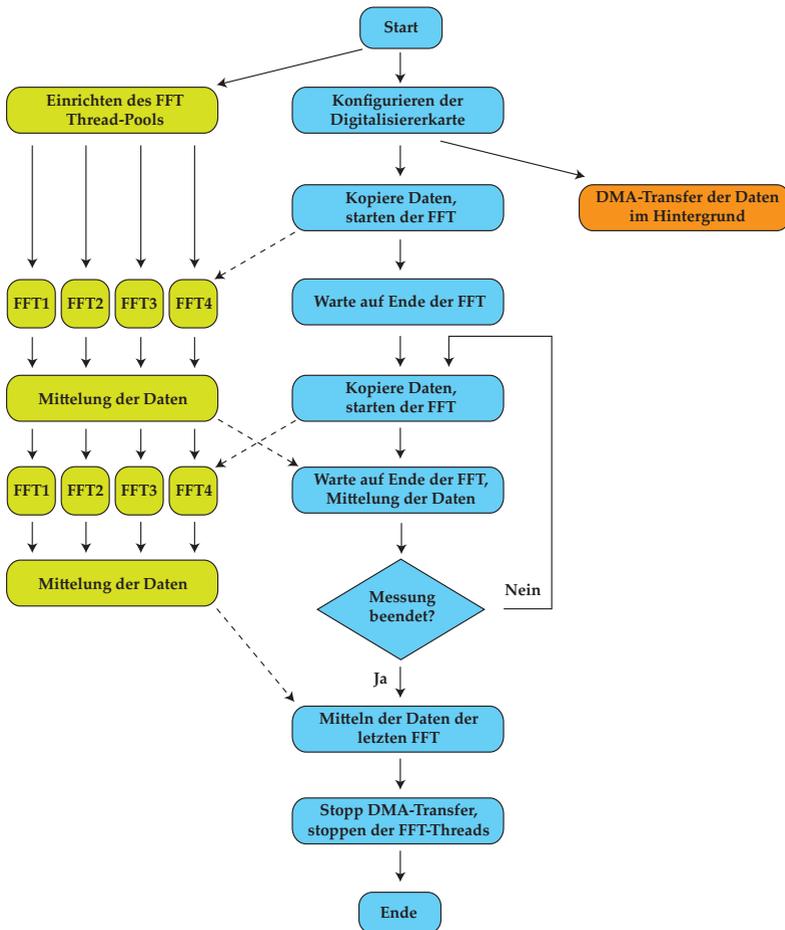


Abbildung 3.8: Flussdiagramm des FFT-Serverprozesses. Die Elemente des Hauptprogramms sind in blau, die FFT-Threads in grün und die Hintergrundprozesse in orange dargestellt.



Frequenzspektrum über das Netzwerk an den Steuerrechner gesendet. Dieser Ablauf ist als Flussdiagramm in Abbildung 3.8 dargestellt. Die FFT wird mit Datensatzgrößen von typischerweise 2^{10} bis 2^{15} Punkten durchgeführt. Dabei können verschiedene Fensterfunktionen verwendet werden (siehe Abschnitt 3.2.2). Wenn nichts anderes angegeben wurde, wird für die Messungen die einfachst mögliche Fensterfunktion, das Rechteckfenster, gewählt.

Das Steuerprogramm läuft auf dem Steuerungscomputer und ist in Form einer DLL² ausgeführt. Sie erweitert das für die Ablaufsteuerung verwendete LabView-System³ um die benötigten Funktionen zur Kommunikation mit dem FFT-Computer.

3.3 Diodenlaser

Für die Spinrauschspektroskopie wird eine Laserlichtquelle von hoher Stabilität und geringem Eigenrauschen benötigt. Diodenlaser zeichnen sich durch ihre einfache Handhabung und leichte Durchstimmbarkeit aus. Die Wellenlänge der Laserdiode ist unter anderem von den Betriebsparametern (Diodenstrom und Temperatur) abhängig. Die Wellenlänge vergrößert sich im Allgemeinen bei zunehmender Temperatur oder Erhöhung des Diodenstroms. Wird die Laserdiode in einem externen Resonator [45] betrieben, lässt sich die Wellenlänge über einen großen Bereich (bis zu ca. 60 nm) durchstimmen. Die zwei verbreitetsten Resonatoraufbauten sind Resonatoren in Littmann- und Littrow-Geometrie [46]. Die Stabilität des Resonators ist dabei sehr wichtig. Können im Laser, z.B. aufgrund schlechter Justage, mehrere Moden anschwingen, führt dies zu erhöhtem Rauschen.

Wie weit sich die Wellenlänge einer Laserdiode über die Rückkopplung verstellen lässt, ist abhängig von dem Emissionsspektrum der Diode und

²DynamicLinkLibrary, dynamisch gebundene Bibliothek.

³Labview ist eine Graphische Programmierumgebung von National Instruments, die sich insbesondere für Automatisierung und Ablaufsteuerung eignet.

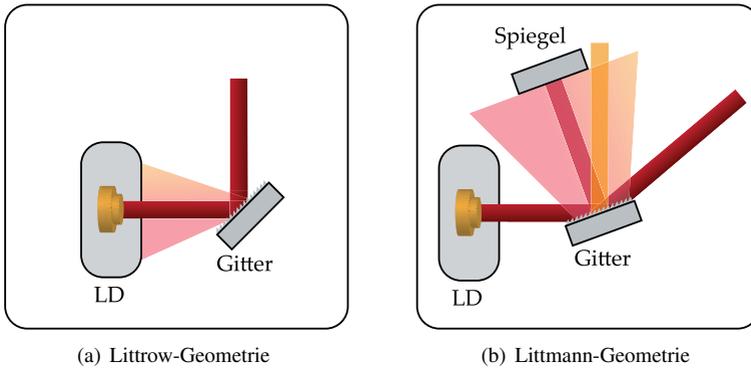


Abbildung 3.9: Zwei verschiedene Möglichkeiten zum Aufbau des externen Resonators eines Diodenlasers. Der Lauf des Laserstrahls ist in rot dargestellt. Die Dispersion des Gitters, über die die in den Laser zurückgegebene Wellenlänge selektiert wird, ist als heller Bereich angedeutet. Der in der Littmann-Geometrie (b) auftretende Verluststrahl ist in orange eingezeichnet.

des Verstärkungsprofils. Ähnlich wie die Wellenlänge der frei laufenden Laserdiode lässt sich dieser Bereich durch Änderung der Betriebsparameter um einige nm verschieben. Häufig lässt sich die Wellenlänge einer Laserdiode nur in einem sehr kleinen Bereich kontinuierlich durchstimmen. Wird die Wellenlänge über einen größeren Bereich variiert, kommt es zu Modensprüngen, bei denen sich die Laserwellenlänge, Leistung und das räumliche Strahlprofil sprunghaft ändern.



3.3.1 Littrow-Geometrie

Bei einem Diodenlaser in Littrow-Geometrie wird der externe Resonator durch ein optisches Gitter und eine Facette der Laserdiode gebildet. Die Reflexion erster Ordnung wird dabei, wie in Abbildung 3.9(a) gezeigt, direkt in die Laserdiode zurückgegeben, die Reflexion nullter Ordnung wird als nutzbarer Laserstrahl ausgekoppelt. Ein Laser in Littrow-Anordnung zeichnet sich durch hohe Ausgangsleistung aus, eine Änderung in der Laserwellenlänge erfordert jedoch eine Drehung des Gitters. Dabei ändert sich auch der Winkel der Reflexion nullter Ordnung. Die Lage des Laserstrahls muss deswegen bei jeder Änderung nachgeführt werden.

3.3.2 Littmann-Geometrie

In der Littmann-Geometrie wird der Resonator über ein optisches Gitter und einen Spiegel gebildet, der die Reflexion erster Ordnung wieder über das Gitter in die Laserdiode zurück wirft. Die Rückseite der Laserdiode bildet den zweiten Endspiegel. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.9(b) dargestellt. Die gewünschte Wellenlänge lässt sich über den Winkel des Spiegels einstellen. Die Reflexion nullter Ordnung wird ausgekoppelt und ändert ihre Strahlrichtung beim Drehen des Spiegels nicht. Die Reflexion erster Ordnung läuft über den Spiegel zurück in den Laser. Beim zurücklaufenden Strahl entsteht in dieser Geometrie jedoch ebenfalls eine Reflexion nullter Ordnung, über die Laserleistung ungenutzt verloren geht. Deswegen lassen sich nicht die hohen Laserleistungen der Littrow-Geometrie erreichen.

Bei allen Aufbauten mit externem Resonator lässt sich die Wellenlänge des Lasers nicht stufenlos verstellen, da die Mode der Laserdiode springt. Die Stabilität des Lasers beim Durchstimmen der Wellenlänge lässt sich durch eine Anti-Reflexionsbeschichtung erhöhen. Der Bereich, in dem sich die Laserwellenlänge verstellen lässt, ohne dass es zu einem Modensprung kommt, lässt sich zusätzlich über ein „feed forward“ [47] erhöhen. Dabei

wird der Brechungsindex in der Diode über den Diodenstrom in Abhängigkeit der gewünschten Wellenlänge verändert.

3.3.3 Faserkopplung

Bei einem über einen Freistrahler benutzten Laser muss bei jeder Änderung am Laser der restliche Versuchsaufbau nachjustiert werden. Wird der Laser über eine Glasfaser an das Experiment gekoppelt, muss hingegen nur die Einkopplung des Lasers in die Faser nachgestellt werden. Eine spezielle Glasfaser (single Mode, polarisationserhaltend) stellt sicher, dass nur die fundamentale räumliche Gaußmode (TEM 0,0) einkoppeln kann, und der Laserstrahl mit einer definierten linearen Polarisation am Ende der Faser austritt.

3.3.4 Verwendeter Laseraufbau

Im Laufe der Arbeit wurde der verwendete Laseraufbau kontinuierlich verbessert. Die ersten Spinrauschmessungen an Halbleitern wurden mit einem freilaufenden Diodenlaser durchgeführt, bei dem der Resonator durch die Facetten der Laserdiode gebildet wird. In diesem Aufbau konnte die Laserwellenlänge nur durch die Temperatur der Diode und dem Strom beeinflusst werden.

Erst der Aufbau mit externem Resonator in Littmann-Geometrie ermöglichte die wellenlängenabhängigen Messungen. Dabei kam es aufgrund von Reflexionen von der Probe zu Störungen des Lasers. Diese wurden durch die Antireflexbeschichtung der Probe einerseits und durch die Zuhilfenahme eines Faradayisolators andererseits vermindert. Das für die Laserdioden typische ovale Strahlprofil wurde mit einem anamorphotischen Prismenpaar korrigiert. In der letzten Ausbaustufe des Lasers, wie sie in Abbildung 3.10 skizziert ist, wurde die Handhabung durch eine Glasfaser erleichtert und der gesamte Aufbau durch ein Gehäuse vor Luftzug und Temperaturschwankungen geschützt.



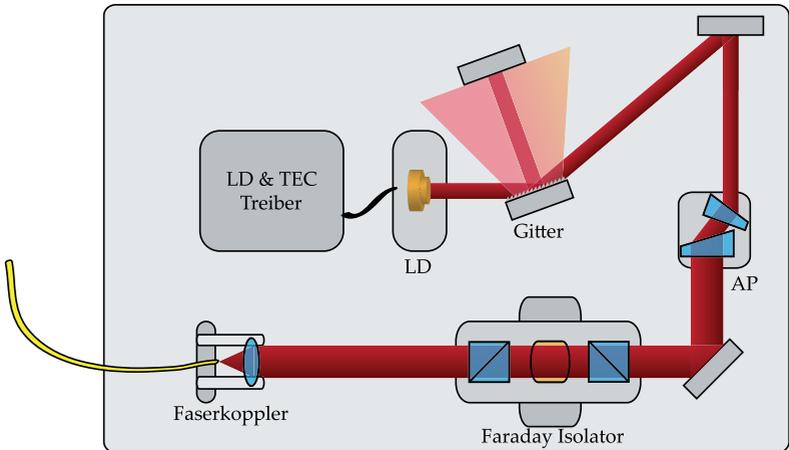


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des verwendeten Laseraufbaus mit allen Verbesserungen. Die Laserdiode (LD) wird über einen Treiber mit einem konstanten Strom betrieben. Die Diodentemperatur wird dabei über ein Thermoelement (TEC) stabilisiert. Der externe Resonator ist in Littmann-Geometrie ausgeführt. Ein anamorphotisches Prismenpaar (AP) gleicht die stark elliptische Strahlform aus, um den Laser optimal in die Glasfaser einzukoppeln. Der Faradayisolator unterbindet Reflexionen vom Ende der Faser.

4

Vorbereitende Messungen

Dieser Abschnitt behandelt Messungen zur Charakterisierung der in dieser Arbeit verwendeten Proben und Untersuchungen zur Abhängigkeit der beobachteten Messwerte von verschiedenen Parametern. Diese vorbereiteten Messungen dienen zum einen dazu, systematische Messfehler zu erkennen und, falls möglich, zu vermeiden. Zum anderen liefern die Charakterisierungsmessungen wichtige Daten für die Interpretation der eigentlichen Messungen, die in den Kapiteln 5 und 6 vorgestellt werden. Die in dieser Arbeit verwendeten Proben sind drei n-dotierte GaAs-Volumenmaterialproben A bis C mit Donatorkonzentrationen von $n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (Probe A), $n_D = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (B) und $n_D = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ (C) sowie einer Quantenfilmprobe Q mit $n_D = 1,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Weitere Daten zu den Proben und Hinweise zur Probenpräparation können Anhang A entnommen werden.

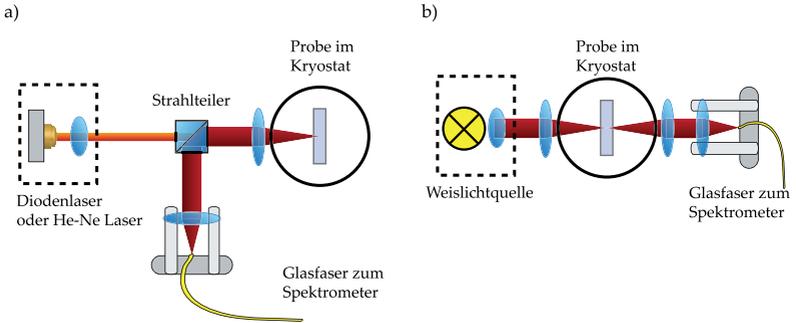


Abbildung 4.1: Versuchsaufbau für a) Photolumineszenz-Messungen und b) Transmissions-Messungen.

4.1 PL-Messungen

Photolumineszenz-Messungen zeigen die energetische Position der Exzitonübergänge und das Vorhandensein eventueller Verunreinigungen in der Probe. Daher ist diese Messmethode gut geeignet für die erste Charakterisierung einer Probe. Der Versuchsaufbau für die Photolumineszenz-Messungen an der Quantenfilmprobe und der GaAs-Volumenmaterialprobe C ist in Abbildung 4.1 (a) skizziert. Der Strahl eines Helium-Neon Lasers passiert einen Strahlteiler und wird auf die Probe fokussiert. Die Probe befindet sich in einem Mikrokryostaten und kann mithilfe von flüssigem Helium auf bis zu 3,5 K heruntergekühlt werden. Das vom Halbleiter emittierte Licht wird von der Fokussierlinse kollimiert und läuft über den Strahlteiler in ein per Glasfaserkabel angeschlossenes Spektrometer. Abbildung 4.2(a) zeigt die vom Spektrometer erfassten PL-Spektren der Quantenfilmprobe bei verschiedenen Temperaturen. Bei niedrigen Temperaturen ist ein deutlicher Peak zu sehen, der sich bei zunehmender Temperatur zu längeren Wellenlängen verschiebt und breiter wird. Der Peak setzt sich zusammen

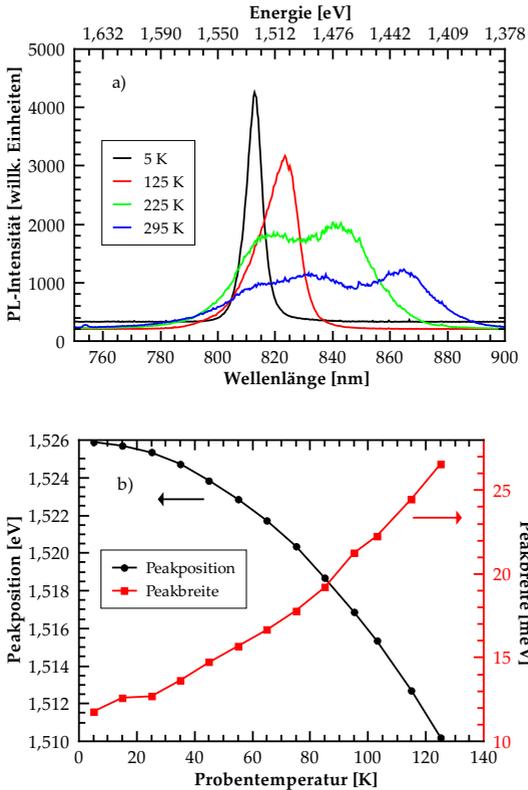


Abbildung 4.2: Bild (a) zeigt Photolumineszenz-Spektren der Quantenfilmprobe bei verschiedenen Temperaturen. Die Position des PL-Peaks und dessen Breite in Abhängigkeit der Temperatur sind in Abbildung (b) dargestellt. Oberhalb von 125 K teilt sich der Peak in zwei Maxima auf.



aus den verschiedenen exzitonischen Übergängen und dem Bandübergang. Feine Strukturen lassen sich nicht erkennen, da die Anregungsleistung mit ca. 4 mW bei einem Fokusbereich von $7 \mu\text{m}$ sehr groß war, was die Linien deutlich verbreitert hat. Oberhalb von ca. 200 K teilt sich der Peak in zwei Maxima auf. Durch die steigende Temperatur können im Quantenfilm höhere Zustände besetzt werden, da die thermische Energie $k_{\text{B}}T$ ab etwa 200 K mit ca. 20 meV in die gleiche Größenordnung wie die Differenz zwischen Grundzustand und erstem angeregtem Niveau im Leitungsband (ca. 40 meV) kommt. Der niederenergetische Peak kann den Übergängen vom Leitungsband-Grundzustand zu den Schwerloch-Zuständen zugeordnet werden. Das Maximum mit der größeren Energie gehört zu den Übergängen zwischen dem ersten angeregten Leitungsbandzustand zu den Schwerloch-Zuständen. Genauere Zuordnungen sind aufgrund der Verbreiterung der Linien nicht sinnvoll. Die Verschiebung mit der Temperatur und die Breitenänderung sind im Detail in Abbildung 4.2(b) aufgetragen. Weitere Linien im Spektrum, die auf Verunreinigungen hinweisen könnten, sind nicht zu erkennen.

Das PL-Spektrum von der Volumenmaterialprobe C mit einer Dotierung von $n_{\text{D}} = 2,3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Neben dem Bandübergang bei ca. 819 nm sind weitere Übergänge bei 833 nm und 855 nm zu erkennen, die von Verunreinigungen oder Defektzuständen in der Probe stammen. Die starke Linie bei 833 nm liegt etwa 27 meV unterhalb der direkten Bandlücke. Diese Linie kann Kohlenstoff zugeordnet werden, der als Akzeptor in GaAs eine Ionisationsenergie von 26 meV besitzt [48]. GaAs Wafer weisen häufig Verunreinigungen mit Kohlenstoff auf, da die verwendeten Schmelztiegel aus diesem Material bestehen.

An den Proben A ($n_{\text{D}} = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) und B ($n_{\text{D}} = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) wurden ebenfalls Photolumineszenz-Messungen vorgenommen, jedoch mit einem anderen Messaufbau. Für die Messungen wurde eine „Schmierbildkamera“ (Englisch: streak camera) verwendet, die zusätzlich zur Energie bzw. Wellenlängenaufösung auch den zeitlichen Verlauf erfassen kann. Die zeitliche Entwicklung wird hier jedoch nicht untersucht und es wur-

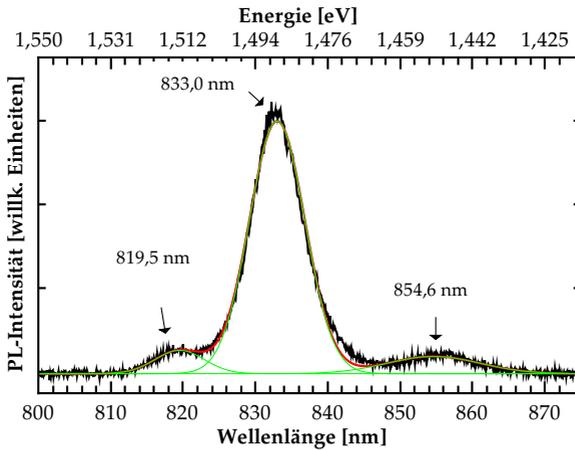


Abbildung 4.3: Photolumineszenz-Spektrum der Probe C mit $n_D = 2,3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Temperatur von ca. 12 K und Anregung durch einen HeNe Laser mit 4,1 mW. Es wurde eine Kurvenanpassung durchgeführt, um die Position der PL-Maxima zu bestimmen. Die grünen Kurven geben die einzelnen Maxima wieder, die rote Kurve ist die Summe.



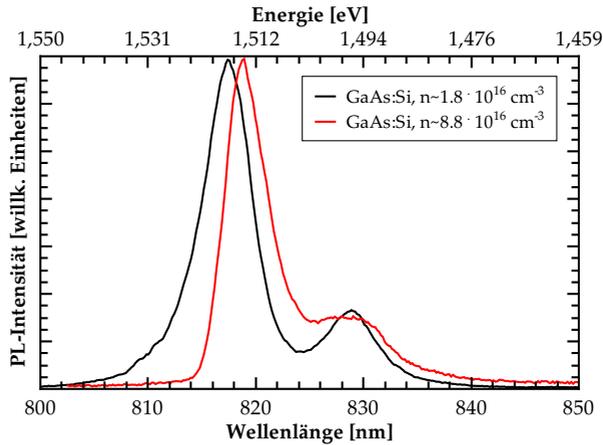


Abbildung 4.4: Photolumineszenz-Spektren der GaAs Proben A ($n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) und B ($n_D = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) aufgenommen bei einer Temperatur von 8 K.

den aus diesen Messungen nur die Wellenlängenprofile extrahiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der Bandübergang um 819 nm und die Kohlenstofflinie um 830 nm.

4.2 Transmissions-Messungen

Über Weißlicht-Transmissions-Messungen lässt sich die Position der Bandkante und der Exzitonen über einen weiten Energiebereich messen. Die Probe wird dazu mit einer Weißlichtquelle durchleuchtet und absorbiert dabei Teile des Spektrums. Das transmittierte Licht wird anschließend mit einem Spektrometer untersucht. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.1 b)

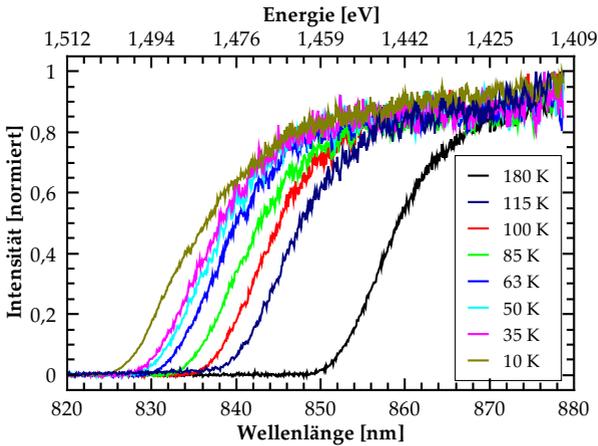


Abbildung 4.5: Weißlicht-Transmissions-Spektrum der GaAs Probe A ($n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) in Abhängigkeit der Temperatur. Die Absorptionskante verschiebt sich zu kürzeren Wellenlängen mit abnehmender Probertemperatur.

dargestellt. Abbildung 4.5 zeigt das Ergebnis der Transmissions-Messung an der GaAs Probe A ($n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Die Temperaturabhängigkeit der Transmission ist als Verschiebung der Kurven deutlich zu sehen. Exzitonenstrukturen sind aufgrund der hohen Dotierung nicht mehr zu erkennen. Die Bandlücke von GaAs ist oberhalb von ca. 20 K stark temperaturabhängig. Die Temperaturabhängigkeit lässt sich über die empirische Formel nach Varshni

$$E_g(T) = 1,519 \text{ eV} - 5,408 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K T}^2 / (T + 204 \text{ K}) \quad (4.1)$$

sehr gut beschreiben [49, 50], obwohl die Gleichung der Theorie, insbesondere im Tieftemperaturbereich, widerspricht [51]. Die Varshni Formel



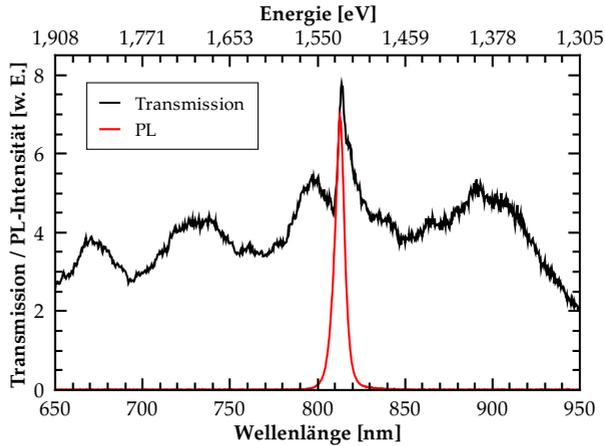


Abbildung 4.6: Weißlicht-Transmissions-Spektrum der Quantenfilmprobe aufgenommen bei 10 K. Im transmittierten Licht ist die Resonanzfrequenz nicht gut zu erkennen, da das Spektrum mit Fabry-Perot Mustern überlagert ist. Ebenfalls eingezeichnet ist das Photolumineszenz-Spektrum bei Anregung mit einem Helium-Neon Laser.

weist für $T \rightarrow 0$ ein zu T^2 proportionales Verhalten auf, während die Theorie auf Basis des Debye-Modells für tiefe Temperaturen ein zu T^4 proportionales Verhalten voraussagt.

Auch an der Quantenfilmprobe wurde eine Weißlicht-Transmissions-Messung durchgeführt. Abbildung 4.6 zeigt das Transmissions-Spektrum für eine Probentemperatur von 10 K zusammen mit einem bei gleicher Temperatur gemessenen Photolumineszenz-Spektrum.

4.3 Einfluss der Messparameter auf die untersuchten Größen

Jede Messung beeinflusst die durch sie untersuchten Größen. Auch Messungen mittels der Spinrauschspektroskopie beeinflussen die Probe, obwohl dieses Messprinzip im idealisierten Fall keine Störung verursacht. Die Stärke des dadurch entstehenden Fehlers soll durch einige vorbereitende Messungen in Abhängigkeit verschiedener Parameter abgeschätzt werden.

4.3.1 Abhängigkeit von der Laserwellenlänge

Eine optimal gewählte Wellenlänge für den bei der Spinrauschspektroskopie verwendeten Laser ist entscheidend für die Qualität des Messergebnisses. Die gemessene Leistung des Signals skaliert antiproportional zu der Verstimmung des Lasers von der Resonanzwellenlänge. Wird die Verstimmung aber zu klein gewählt, kann der Laser Elektron-Loch-Paare erzeugen und die Probe aufheizen. Die Messung in Abbildung 4.7(a) zeigt die Abhängigkeit der Spinrauschleistung von der Laserwellenlänge für die GaAs Probe A mit einer Donatorkonzentration von $n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bei 18 K. Zusätzlich ist die Resonanz und die daraus resultierende Brechungsindexänderung nach dem in Abschnitt 2.4.2 vorgestelltem Oszillatormodell eingezeichnet. Deutlich erkennbar folgt der Verlauf der gemessenen Rauschleistung zwar der Form der Brechungsindexänderung Δn , die Kurve ist aber deutlich zu größeren Wellenlängen verschoben. Auf diese Verschiebung wird in Abschnitt 5.1.1 eingegangen. Bei kleiner werdender Verstimmung des Lasers gegenüber der Resonanz, wächst die gemessene Rauschleistung deutlich. Wie in Abbildung 4.7(b) dargestellt, nimmt aber die Absorption ebenfalls stark zu bzw. der Transmissionsgrad ab. Die Absorption des Laserlichts hat einen großen Einfluss auf die Spindynamik, wie die ebenfalls dargestellte Breite des Rauschsignals zeigt. Dafür ist der BAP-Mechanismus (siehe Abschnitt 2.2.3) verantwortlich.



4 Vorbereitende Messungen

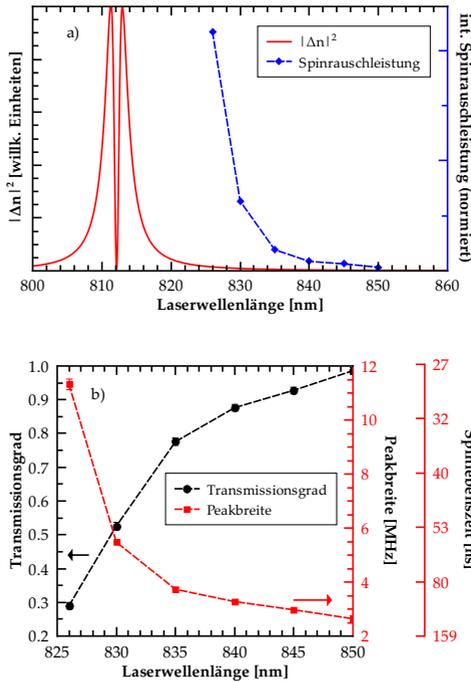


Abbildung 4.7: Wellenlängenabhängige Messung an der GaAs Probe A ($n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) bei 18 K. Abbildung (a) zeigt die gemessene Spinrauschleistung und die Position der Resonanz in einem einfachen Modell. Da hier die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke nicht berücksichtigt ist, erscheinen die gemessenen Punkte gegenüber der Kurve für Δn verschoben. In Bild (b) sind die beobachtete Peakbreite bzw. die daraus resultierende Spinlebenszeit als rote Punkte dargestellt. Der Transmissionsgrad bei der jeweiligen Wellenlänge ist als schwarzer Punkt eingetragen. Die gestrichelten Linien sind Hilfslinien für den Betrachter.

Die notwendigen Löcher entstehen durch optische Anregung von Elektron-Loch-Paaren. Die beobachtete Signalbreite fällt mit steigender Lasererstimmung schnell ab und beginnt für Wellenlängen größer als 840 nm zu sättigen. Ab einer Wellenlänge von 840 nm wird nur noch wenig Energie vom Laser in der Probe absorbiert und der Transmissionsgrad liegt bei über 90 %.

4.3.2 Abhängigkeit von der Leistungsdichte

Die beobachtete Spinrauschleistung ist stark von der verwendeten Leistungsdichte des Lasers abhängig. Im Fall eines konstanten beleuchteten Volumens ist die Spinrauschleistung proportional zu der Laserleistung auf dem Photodetektor. Soll bei konstanter Laserleistung die Leistungsdichte gesenkt werden, muss sich auch das beleuchtete Volumen und damit die Größe des beobachteten Systems ändern. Die Rauschleistung verhält sich aufgrund der kleiner werdenden relativen Fluktuationen antiproportional zur Fläche des Lasers. Abbildung 4.8(b) zeigt die Abhängigkeit der Spinrauschleistung von der eingesetzten Laserleistung bei konstanter Fokusgröße. Wie erwartet zeigt sich ein linearer Zusammenhang des Gesamt-rauschens von der eingesetzten Laserleistung. Bild 4.8(a) zeigt die aufgenommenen Rauschspektren ohne Abzug des Schrotrauschuntergrunds, in Abbildung 4.8(b) wurde der Untergrund subtrahiert.

Das beobachtete optische Schrotrauschen ist nur von der Laserleistung abhängig und bleibt bei einer Änderung des beleuchteten Probenvolumens konstant. Daraus folgt, dass für ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis der Laserfokus so klein wie möglich gewählt werden muss.

Eine hohe Lichtintensität auf der Probe führt jedoch zu leicht sichtbaren Veränderungen im Verhalten des Materials. So tritt bei der Justage des Laserstrahls ein Effekt auf, der sich ähnlich wie der bei gepulstem Licht beobachteten selbstinduzierten Transparenz verhält [52]: Je besser der Strahl auf die Probe fokussiert ist, desto mehr Licht wird bei ansonsten unveränderter Leistung des Lasers transmittiert. Dieser Effekt tritt auch noch bei



4 Vorbereitende Messungen

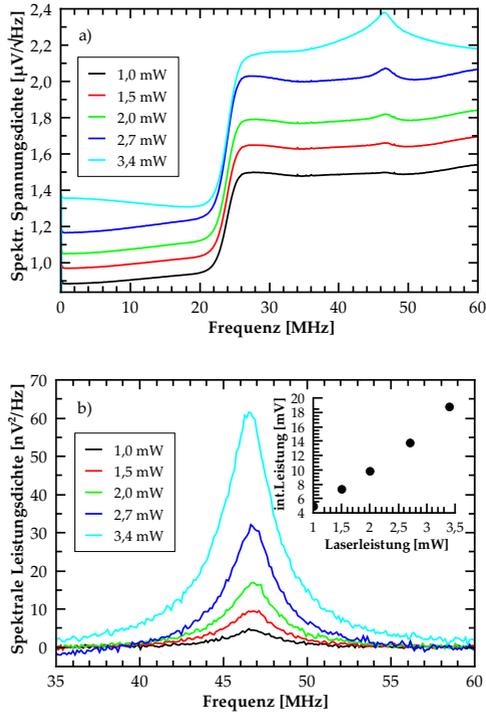


Abbildung 4.8: Bild (a) zeigt Rauschspektren der GaAs Probe A ($n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) in Abhängigkeit der Laserleistung für 830 nm bei 10 K. Frequenzen unterhalb von 30 MHz sind durch einen Hochpassfilter unterdrückt. Da bei der Messung kein Tiefpass verwendet wurde, ist das Schrotrauschlevel aufgrund von Aliasing zu größeren Leistungen verschoben. In Abbildung (b) wurden der Schrotrauschuntergrund und ein durch Leistungsschwankungen verursachter Offset entfernt. Das Inset zeigt die integrierte Spinrauschleistung in Abhängigkeit der Laserleistung.

4.3 Einfluss der Messparameter auf die untersuchten Größen

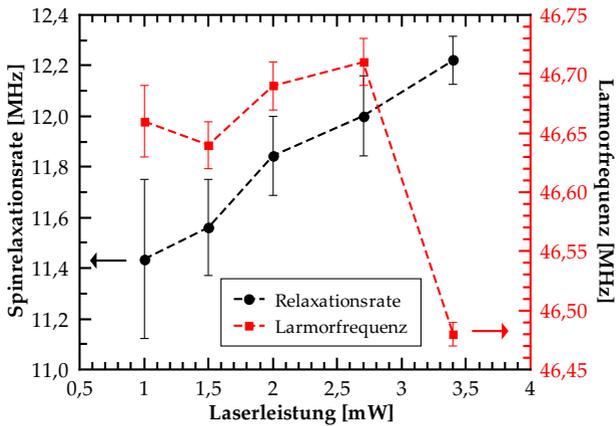


Abbildung 4.9: Leistungsabhängige Messung der Spinrelaxationsrate und Larmorfrequenz in der GaAs Probe A ($n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) bei 10 K Proben­temperatur und 830 nm Laserwellenlänge. Mit wachsender Leistung nimmt die Relaxationsrate zu und damit die Spinlebenszeit ab. Die gestrichelten Linien sind Hilfslinien für den Betrachter.



starker Laserverstimmung (~ 850 nm) auf. Die hohe Leistungsdichte auf der Probe kann trotz starker Verstimmung des Lasers zur unerwünschten Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren in der Probe und damit zu einer beschleunigten Spinrelaxation durch den BAP-Mechanismus führen. Bereits ein Vervierfachen der Leistung führt, wie in Abbildung 4.9 dargestellt, zu einer nachweisbaren Störung der Probe, die sich insbesondere in einer reduzierten Spinlebenszeit bemerkbar macht.

In einer weiteren Messreihe wird der Laser nach Durchlaufen der Probe mit einem Graufilter abgeschwächt, da der Photodiodenverstärker bei ca. 4 mW in Sättigung gerät und die Messkurven verfälschen würde. Dadurch lässt sich der Einfluss einer noch höheren Laserleistung auf die Probe untersuchen, während die Leistung auf den Photodioden konstant gehalten wird. Die Messergebnisse sind in Abbildung 4.10 aufgetragen. Mit zunehmender Intensität des Lasers beschleunigt sich die Spinrelaxation deutlich.

Geringe Laserleistungen führen zu einem im Verhältnis zum Spinrauschen erhöhten Schrotrauschlevel, so dass das Signal-Rausch-Verhältnis unterhalb einer Laserleistung von ca. 1 mW zu gering für praktikable Messungen wird. Statt dessen wird in der nächsten Messung die Leistung auf dem Detektor konstant gehalten und durch das Verschieben der Probe relativ zum Laserfokus die Leistungsdichte geändert. Der Fokusbereich wird dabei von $30\ \mu\text{m}$ (Probe befindet sich im Laserfokus) auf ca. $80\ \mu\text{m}$ (2 mm Versatz zur Fokusposition) aufgeweitet. Die beleuchtete Fläche und damit die Leistungsdichte ändert sich dabei um den Faktor 7. In Abbildung 4.11 sind die Messergebnisse für drei verschiedene Laserwellenlängen aufgetragen. Eine Reduktion der Leistungsdichte zeigt genau wie die Vergrößerung der Laserwellenlänge eine Reduktion der gemessenen Spinrelaxationsrate, für große Durchmesser verschwindet jedoch die Abhängigkeit von der Energie des Lasers. Wenn die Spinlebenszeit nur durch optische Anregungen durch den Laser verschlechtert wird, sollte die Anregungsenergie immer einen gleich großen Einfluss auf das Messergebnis haben. In Spinrauschmessungen an Rubidiumgas kann das Messsignal durch ei-

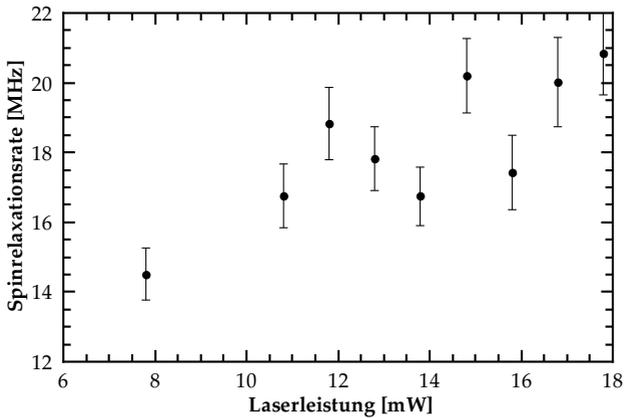


Abbildung 4.10: Beschleunigung der Spinrelaxation in der GaAs Probe A ($n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) durch hohe Laserleistungen mit einer Wellenlänge von 830 nm bei einer Probentemperatur von 18 K.



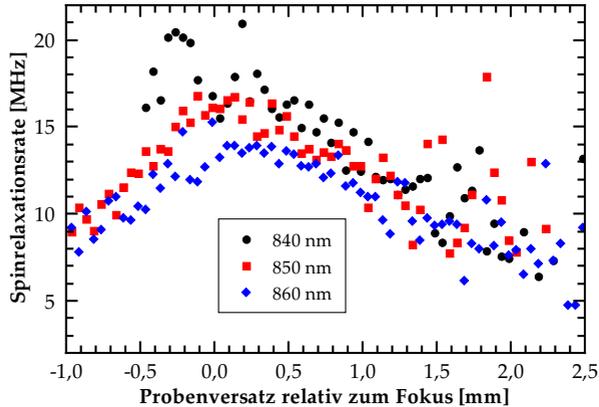


Abbildung 4.11: Abhängigkeit der beobachteten Spinrelaxationsrate von der Leistungsdichte und Energie des Lasers bei 20 K Probertemperatur. Die Leistungsdichte wird durch Verschieben des Laserfokus relativ zur Position der Probe variiert. Mit zunehmendem Abstand zur Fokusposition vergrößert sich der Strahlradius. Die Spinrauschleistung nimmt aufgrund der kleiner werdenden relativen Fluktuationen ab und die Streuung der Messwerte erhöht sich.

ne Flugzeitverbreiterung verfälscht werden. Dabei bewegen sich die untersuchten Atome relativ zum Laserstrahl und verlassen nach einer bestimmten Zeit den Beobachtungsbereich. Die Zeit, in der eine Beobachtung des Atoms möglich ist, gibt die kürzeste messbare Spinlebenszeit wieder [53]. Die an Probe A durchgeführte Messung in Abhängigkeit des Fokusbereichs zeigt, dass ähnliche Effekte auch in Halbleitern auftreten können. Wie bei den Experimenten in Gasen führt Ladungsträgerdiffusion in der Probe zu einer Verkürzung der beobachteten Spinlebenszeiten, falls der Fokusbereich zu klein gewählt wird. Soll die Spinrelaxation genau bestimmt werden, muss der Strahldurchmesser größer sein als die innerhalb der Spinlebenszeit zurückgelegte mittlere Weglänge des Elektrons.

4.4 Untersuchungen zum Kernspineinfluss

In GaAs tragen sowohl das Gallium als auch das Arsen einen Kernspin. Ohne externes Magnetfeld ist der Kernspin unpolarisiert, das heißt die Spinausrichtung ist stochastisch über alle Raumrichtungen verteilt. Eine Polarisation der Kernspins würde zu einem zusätzlichen effektiven Magnetfeld in der Probe führen. Die in dieser Arbeit verwendeten Felder ($\leq 40\text{mT}$) sind dabei zu klein, um zu einer nennenswerten Polarisation zu führen. Eine Kernspinpolarisation lässt sich jedoch auch durch optisches Pumpen erzielen [54, 55, 27]. Dabei werden mittels zirkular polarisiertem Licht spinpolarisierte Elektronen angeregt (siehe Abschnitt 2.1). Relaxiert die Elektronenspinpolarisation, kann durch die Hyperfeinwechselwirkung ein Teil der Spinpolarisation auf den Kernspin übergehen. Da die Spinrauschspektroskopie mit linear polarisiertem Licht unterhalb der Bandlücke durchgeführt wird, ist das Pumpen des Kernspins erschwert. Zum einen werden nur wenige Ladungsträger angeregt, zum anderen entsteht bei Anregung mit linear polarisiertem Licht keine direkte Spinpolarisation. Erst unter Einwirkung eines externen Magnetfeldes werden die Spinzustände energetisch aufgespalten und das thermische Gleichgewicht



der Elektronen wird leicht spinpolarisiert. Da für die Rauschmessungen nur sehr kleine Magnetfelder verwendet werden, ist keine große Kernspinpolarisation zu erwarten.

Auch wenn das Pumpen des Kernspins nicht effizient ist, könnte ausreichend langes Pumpen dennoch eine Kernspinpolarisation in der Probe aufbauen. In den ersten Experimenten zur optischen Erzeugung einer Kernspinpolarisation durch Lampel [54] wurden dafür 37 Stunden benötigt. Auch bei einer Spinrauschmessung wird die Probe bei einigen Messreihen über mehrere Stunden kontinuierlich mit einem linear polarisierten Laser beleuchtet. Im Folgenden wird geprüft, ob durch die Spinrauschmessung das Kernspinsystem unbeabsichtigt gepumpt und damit ein effektives Kernmagnetfeld erzeugt wird.

4.4.1 Zeitliche Abhängigkeit

Da eine lang andauernde Beleuchtung der Probe zu einer Kernspinpolarisation führen kann, wurde das Verhalten der Probe A über einen Zeitraum von mehreren Stunden beobachtet. Dabei traten durch die dauerhafte Beleuchtung mit zunehmender Zeit Veränderungen auf. Beobachtet wurden eine zeitliche Veränderung des Transmissionsgrades der Probe sowie Änderungen an sämtlichen mit der Spinrauschspektroskopie erfassten Werten.

In Abbildung 4.12 (a) und (b) sind zeitliche Änderungen in der Larmorfrequenz (entspricht dem Elektron-g-Faktor) und der Spinrauschleistung aufgetragen. Der Verlauf der Spinrelaxationsrate ist in Abbildung 4.12 (c) dargestellt. Während sich die Spinrelaxation kaum ändert, sind bei der Larmorfrequenz und der Rauschleistung deutliche Veränderungen zu erkennen. Nach einer Zeit von ein bis zwei Stunden geht die Probe in einen stationären Zustand über und die gemessenen Werte ändern sich auch nach über 12 Stunden nicht mehr, wie man den Messungen in Abbildung 4.13 entnehmen kann.

Eine sich langsam aufbauende Kernspinpolarisation würde den beobachteten g-Faktor ändern, sich jedoch nicht auf die Spinrauschleistung

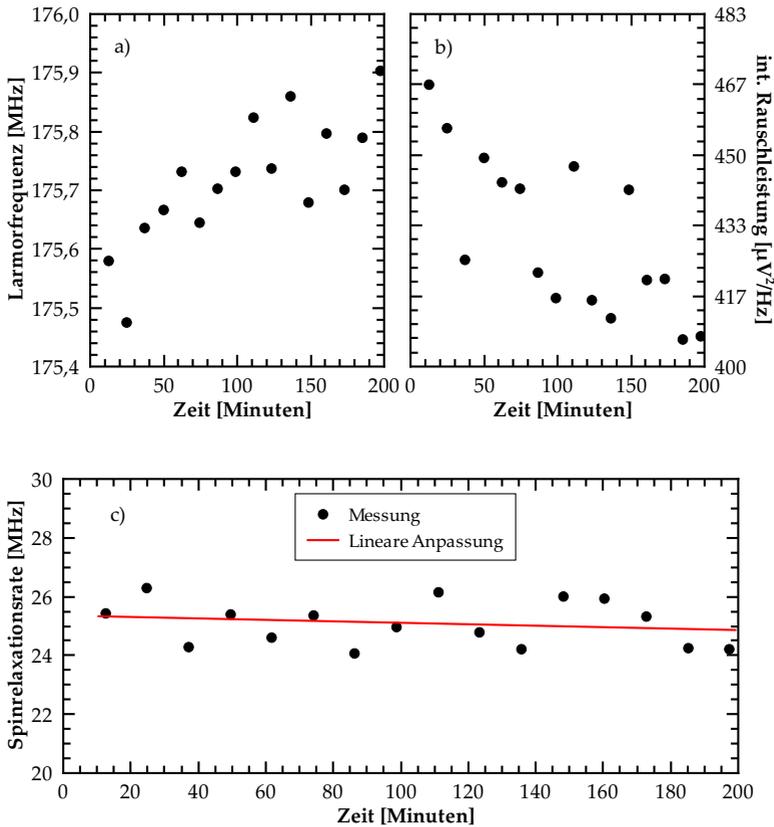


Abbildung 4.12: Veränderung der beobachteten Messgrößen durch die dauerhafte Beleuchtung der Probe. Die Messung wurde an Probe A ($n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) bei einer Temperatur von 10 K und einer Wellenlänge von 830 nm durchgeführt.



4 Vorbereitende Messungen

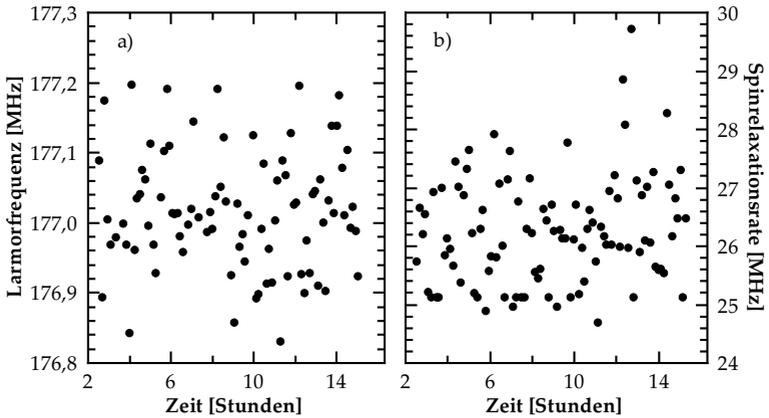


Abbildung 4.13: Spinrauschmessung der zum Elektron-g-Faktor proportionalen Larmorfrequenz (a) und der Spinrelaxationsrate (b) über einen Zeitraum von 13 Stunden an der GaAs $n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ Probe. Gemessen wurde bei einer Probentemperatur von 10 K mit 826 nm Laserwellenlänge. Vor der Messung wurde die Probe bereits über zwei Stunden mit dem Laser beleuchtet, um einen stationären Zustand zu erreichen.

und Spinrelaxation auswirken. Die mit der Änderung des g-Faktors gleichzeitig gemessene Änderung der Spinrauschleistung weist auf eine mit zunehmender Laborzeit abnehmende Elektronenkonzentration in der Probe hin. Wird die Elektronenkonzentration in der Probe reduziert, sinkt die Fermienergie. In der Folge wird der Betrag des gemessenen g-Faktors größer. Auf die Energieabhängigkeit des Elektron-g-Faktors wird in Abschnitt 5.2 weiter eingegangen. Da sich die die Änderung des g-Faktors über die gleichzeitig gemessene Reduktion der Spinrauschleistung erklären lässt, ist eine nennenswerte Kernspinpolarisation unwahrscheinlich. Die geän-

derte Elektronendichte kann sich im Prinzip auch auf die Spinrelaxationszeit auswirken. In diesem Versuch ist jedoch die Änderung in der Dichte zu klein, um die Lebenszeit deutlich zu beeinflussen.

Durch die dauerhafte Beleuchtung werden Elektronen nach und nach in andere, metastabile Zustände umgeladen. Eine Möglichkeit für die metastabilen Zustände ist die EL2-Störstelle mit ihrem metastabilen Zustand EL2* [56, 57, 58]. Die EL2-Störstelle wirkt unter Beleuchtung normalerweise als Donator. Durch optische Anregung mit Licht unterhalb des Bandübergangs gelangen die Elektronen in das Leitungsband und werden kurz darauf wieder von der Störstelle eingefangen. Schon kurz nach dem Beginn der Beleuchtung entsteht ein Gleichgewicht aus Anregung und Einfang von Elektronen. Mit einer geringen Wahrscheinlichkeit gelangen die Elektronen beim Einfang jedoch nicht in den stabilen Grundzustand, sondern in einen metastabilen Zustand EL2*. Diesen metastabilen Zustand können die Elektronen nicht wieder über einen rein optischen Übergang verlassen, sondern nur mit Unterstützung durch Phononen. Bei tiefen Temperaturen wirkt dieser Zustand dadurch als „Elektronenfalle“. Durch Erwärmen der Probe auf eine Temperatur oberhalb von 110 K können die Elektronen wieder freigegeben werden.

4.4.2 Messungen mit elliptischer Polarisation

Nach den vorangegangenen Untersuchungen zum unbeabsichtigten Pumpen des Kernspins mit linear polarisiertem Licht wird nun der Einfluss von elliptisch polarisiertem Licht untersucht. Die zirkular polarisierten Komponenten übertragen bei Anregung eines Elektron-Loch-Paares einen Drehimpuls auf das Elektronen-Spinsystem. Wenn diese Nichtgleichgewichtspolarisation relaxiert, kann ein Teil der Polarisation auf den Kernspin übergehen. Das elliptisch polarisierte Licht enthält weiterhin linear polarisierte Anteile, die für die Spinrausmessung genutzt werden. Die Lichtpolarisation wird durch Einsetzen einer $\lambda/4$ Verzögerungsplatte vor der Probe eingestellt. Je nach Stellung der Platte wird die Polarisation unterschiedlich



beeinflusst. Bei einem Winkel von 45° zur Ebene der linearen Polarisation wird der Laserstrahl vollständig zirkular polarisiert, bei 0° wird keine Änderung an der Polarisation vorgenommen. Bei Winkeln, die zwischen 0° und 45° liegen, wird elliptisch polarisiertes Licht erzeugt, wobei der Anteil der zirkularen Polarisation mit dem Winkel der Verzögerungsplatte wächst. Abbildung 4.14 zeigt die Relaxationsrate (a) und Larmorfrequenz (b). Die Spinrelaxationsrate bleibt im Rahmen der Messgenauigkeit unverändert, während sich die Larmorfrequenz leicht um ein MHz erhöht. Diese Erhöhung ist etwa doppelt so stark wie bei lang andauernder Beleuchtung mit linear polarisiertem Licht. Der effektive Elektron-g-Faktor wird von einem sehr kleinen Kernmagnetfeld geändert. Abbildung 4.14(c) zeigt die gemessene Rauschleistung in Abhängigkeit der Stellung der $\lambda/4$ Platte. Wenn der Anteil des zirkular polarisierten Lichts steigt, sinkt die Rauschleistung ab, da sich das Spinrauschen nur über die lineare Polarisation messen lässt.

4.4.3 Abhängigkeit vom Einfallswinkel

Bei den ersten Spinrauschmessungen in Halbleitern [59] wurde eine Änderung der Spinlebenszeit und Spinrauschleistung mit dem Einfallswinkel des Lasers auf der Probe beobachtet. Um die Ursache zu klären, wird dieser Effekt genauer untersucht. Die Messungen wurden an der GaAs Probe A ($n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) bei einer Temperatur von 10 K und einer Laserwellenlänge von 850 nm durchgeführt. Gemessen wurde das Spinrauschen für fünf verschiedene Winkel zwischen 0 und $2,2^\circ$. Die Messungen zeigen eine große Schwankung, die wahrscheinlich auf eine bei der Drehung erfolgte unbeabsichtigte Änderung der Probenposition relativ zum Laser zurückzuführen ist. Die Probe wird bei der Rotation relativ zum Laser verschoben, falls der Laser nicht genau den Drehpunkt der Probe trifft. Außerdem muss der Probenstab für die Drehung aus der fixierten Halterung gelöst und nach der Änderung neu fixiert werden, wodurch die Messung jedes Mal an einem anderen Punkt erfolgt. Die genaue Lage der Probe zum Laser ist aber aufgrund der starken Abhängigkeit der beobachteten Effekte

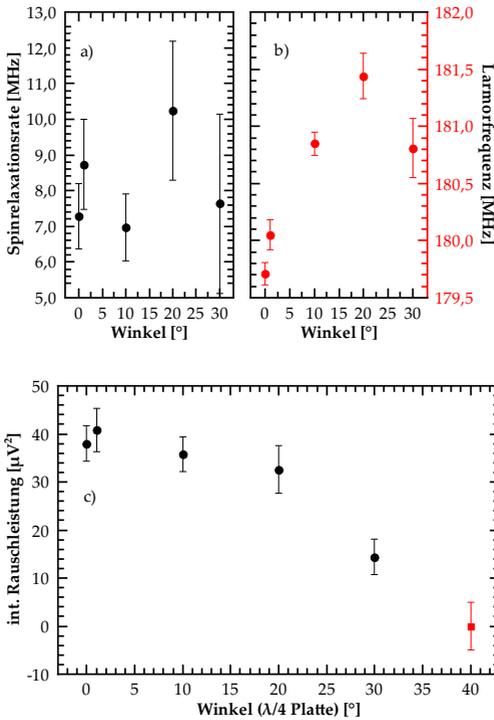


Abbildung 4.14: Spinrauschmessung mit elliptisch polarisiertem Laser an der GaAs Probe A ($n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) bei 835 nm und einer Temperatur von 18 K. Die Spinrelaxationsrate (a) ändert sich durch die zusätzlichen zirkulären Anteile des Lichtes nicht signifikant, bei der Signalfrequenz (b) und damit bei dem effektiven Elektron-g-Faktor wird eine deutliche Verschiebung gemessen. Die Rauschleistung (Abbildung (c)) sinkt mit steigendem Anteil der zirkulären Polarisation ab, da bei zirkular polarisiertem Licht keine Faraday-Rotation auftritt. Bei 40° lässt sich kein Spinrauschen mehr messen.



von der Leistungsdichte und Dauer der Beleuchtung entscheidend für eine gute Vergleichbarkeit zwischen den Messpunkten. Die Messgenauigkeit ist jedoch ausreichend, um die in der Diplomarbeit [59] aufgekommene Frage zur Winkelabhängigkeit zu klären.

Bei den in der Diplomarbeit gezeigten Messungen verkürzte sich durch leichtes Kippen der Probe die Spinlebenszeit von ca. 45 ns auf 10 ns. Bei den hier durchgeführten Messungen verbesserte sich die Spinlebenszeit von 133 ns auf 167 ns. Unter Berücksichtigung der in Abschnitt 4.3.2 vorgestellten Untersuchungen sind die beobachteten Änderungen mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht auf die Änderung des Winkels, sondern auf die Abhängigkeit von der Leistungsdichte zurückzuführen.

4.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der Einfluss verschiedener Parameter wie Laserintensität, Fokusbildungsdurchmesser, Wellenlänge und Messdauer auf die Ergebnisse der Spinrauschspektroskopie untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass hohe Leistungsdichten (z.B. durch einen kleinen Fokusbildungsdurchmesser oder hohe Laserleistung) das Messergebnis verfälschen können. Die beobachtete Spinlebenszeit nimmt bei Erhöhung der Leistungsdichte deutlich ab. Die Probe wird auch durch die dauerhafte Beleuchtung verändert. Mit der Zeit steigt der Betrag des Elektron-g-Faktors an und die Spinrauschleistung wird reduziert. Nach einigen Stunden wird ein stationärer Zustand erreicht und die Messwerte ändern sich nicht mehr. Diese Veränderung der Probe wird durch Umladen der Elektronen in metastabile Zustände, z.B. von der EL2-Störstelle, hervorgerufen. Einfluss von Kernmagnetfeldern konnte nur bei Beleuchtung der Probe mit elliptisch polarisiertem Licht nachgewiesen werden. Der Kernspineinfluss ist dabei so gering, dass er bei den üblichen Spinrauschmessungen vernachlässigt werden kann. Des Weiteren wurden Messungen zur Charakterisierung der Proben vorgestellt.

Spinrauschen in GaAs

In diesem Kapitel werden die Spinrauschmessungen an n-dotiertem GaAs Volumenmaterial und an einem n-dotiertem GaAs Quantenfilm beschrieben und die Ergebnisse diskutiert.

5.1 Untersuchung der Spinrauschleistung

Die Spinrauschleistung ist entscheidend für die Qualität der gemessenen Daten, da eine hohe Rauschleistung ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis mit sich bringt. Aus ihr lassen sich außerdem Rückschlüsse auf die Lage der untersuchten Übergänge in der Bandstruktur und auf die Elektronenstatistik schließen. Die Temperaturabhängigkeit der Rauschleistung wird durch die Elektronenstatistik bestimmt. Sind alle Elektronen in der Probe vollständig an ihren Donatoratomen lokalisiert, dann können sie ihren Spinzustand unabhängig von anderen Elektronen ändern. Diese Situation entspricht dem in Abschnitt 2.4.3 beschriebenen idealen Fall. Eine Ände-

rung der Temperatur führt in diesem Fall zu keiner Änderung in der beobachteten Spinrauschleistung. Ist die Lokalisierung jedoch unvollständig, kommt es zu Wechselwirkungen zwischen den Elektronen und das Pauli-Ausschlussprinzip greift. Nach dem Pauli-Prinzip dürfen keine zwei fermionische Teilchen, zu denen die Elektronen gehören, den selben Zustand einnehmen. Nur in dem Bereich $E_f - k_B T < E < E_f + k_B T$ um die Fermi-Kante herum existieren gleichzeitig Elektronen und freie Zustände, die das Spinrauschen ermöglichen. Für Elektronen, deren Energie E kleiner als $E_f - k_B T$ ist, sind in guter Näherung alle Zustände besetzt und es kann kein Spin-Flip mehr stattfinden. Oberhalb von $E_f + k_B T$ sind alle Zustände unbesetzt. Die beobachtete Rauschleistung wird gegenüber dem Fall der voneinander unabhängigen Elektronen durch das Pauli-Prinzip reduziert und ist stark temperaturabhängig.

Im Folgenden wird ein einfaches Modell beschrieben, um die Spinrauschleistung abzuschätzen und eine Aussage über die erwartete Abhängigkeit von der Proben temperatur und der Laserwellenlänge zu machen. Anschließend werden die Messungen an GaAs-Volumenmaterial und Quantenfilmproben vorgestellt und die Ergebnisse mit dem Modell verglichen.

5.1.1 Modellierung der Spinrauschleistung

Das Spinrauschen einer Halbleiterprobe lässt sich mit einem einfachen Rechenmodell abschätzen. Dazu wird vereinfachend angenommen, dass das detektierte Spinrauschen in einem kleinen Bereich um die Fermi-Kante entsteht und sich über einen einzelnen optischen Oszillator mit der Resonanzfrequenz ω_0 und einer Breite γ beschreiben lässt (siehe Abschnitt 2.4.2):

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 \epsilon_{bg} - \frac{\epsilon_0 \alpha_0 c \gamma \sqrt{\epsilon_{bg}}}{\omega_0} \frac{1}{\omega - \omega_0 + i\gamma}. \quad (5.1)$$

Sind die Elektronen in der Probe voneinander unabhängig, d.h. die Elektronen wechselwirken nicht miteinander, gehen alle Elektronen in die Be-

rechnung der Spinfluktuationen ein:

$$\sigma_{N_{\uparrow}-N_{\downarrow}}^2 = V n_D. \quad (5.2)$$

Hierbei ist n_D die Donatorendichte und V das untersuchte Probenvolumen. Das betrachtete Volumen ist abhängig von der Dicke der Probe und der Fokussierung des Laserstrahls. Können die Elektronen nicht mehr als voneinander unabhängig angesehen werden, muss die Pauli-Blockade mit berücksichtigt werden. Die Anzahl der am Rauschprozess teilnehmenden Elektronen wird dadurch vermindert. Unter der Annahme eines parabolischen, ungestörten Leitungsbandes und vollständiger Ionisierung der Donatoratome ergibt sich:

$$\sigma_{N_{\uparrow}-N_{\downarrow}}^2 = V \int_{E_g}^{\infty} D(E) f(E) (1 - f(E)) dE. \quad (5.3)$$

Dabei ist $D(E)$ die 3D bzw. 2D Zustandsdichte und $f(E)$ die Fermi-Verteilung:

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_f}{k_B T}\right) + 1}, \quad (5.4)$$

$$3D: D(E) = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2} \left(\frac{m_e}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E}, \quad (5.5)$$

$$2D: D(E) = \frac{m_e}{2\pi\hbar^2}. \quad (5.6)$$

Die Fermi-Energie wird hier über den Zusammenhang

$$n_D = \int_0^{\infty} f(E) D(E) dE \quad (5.7)$$

definiert. Für Quantenfilme muss die 2D Zustandsdichte gewählt werden, für Volumenmaterialproben entsprechend die 3D Zustandsdichte. Die Grö-



ße der Spinfluktuation muss nun in Verhältnis zu der Gesamtzahl der Zustände gesetzt werden, um die Stärke des Einflusses auf die Wechselwirkung mit dem Licht zu ermitteln. Im Fall nicht wechselwirkender Elektronen ist die Anzahl der Zustände durch die Anzahl der Donatoratome gegeben. Im anderen Fall muss die Anzahl N_{\max} der Zustände im relevanten Bereich der Zustandsdichte berechnet werden:

$$N_{\max} = V \int_0^{\infty} L(E)D(E)dE. \quad (5.8)$$

Die um E_f zentrierte lorentzförmige Funktion $L(E)$ mit einer Halbwertsbreite von $k_B T$ wird analog zur Form der Lichtabsorption nach dem Oszillatormodell gewählt. Sind alle Zustände in diesem Bereich besetzt, können keine weiteren Elektronen durch optische Übergänge angeregt werden und die Absorption wird ausgebleicht. Durch das spinselektive Ausbleichen des optischen Übergangs führt das Spinrauschen zu polarisationsabhängigen Fluktuationen in der Absorption. Die Stärke der Fluktuation der Differenz der Absorptionskoeffizienten für links- bzw. rechtszirkular polarisiertes Licht ist gegeben durch:

$$\sigma_{\Delta\alpha} = \alpha_0 \frac{\sigma_{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}^2}{2N_{\max}} \cdot \left[\frac{1}{2} \right]. \quad (5.9)$$

Der Faktor $1/2$ kommt durch die optischen Auswahlregeln in Volumen-GaAs zustande, die nur einen maximalen Spinpolarisationsgrad von 50 % zulassen (siehe Abschnitt 2.1). Im Fall von 2D Strukturen entfällt dieser Faktor. Nach den in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen Zusammenhängen ergibt sich die Fluktuation des Faradayrotations-Winkels zu:

$$\sigma_{\beta} = \frac{\omega l \sigma_{\Delta n}}{2c}. \quad (5.10)$$

Mit der Fluktuation des Brechungsindexes

$$\sigma_{\Delta n} = \left. \frac{\partial n(\alpha)}{\partial \alpha} \right|_{\alpha=\alpha_0} \sigma_{\Delta\alpha}, \quad (5.11)$$

Hintergrund-Dielektrizitätskonstante	ϵ_{bg}	13,435 [a]
Bandlücke bei 0 K	E_g	1,519 eV [b]
Dotierkonzentration	n_D	$1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (A)
		$8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (B)
		$2,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (C)
Absorptionskoeffizient	α_0	$0,613 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ [c]
Breite der Resonanz	E_γ	$k_B \cdot T$

Tabelle 5.1: Für die Abschätzung der Spinrauschleistung von Volumenmaterialproben verwendete Parameter.

[a] aus Ref. [60]

[b] aus Ref. [61]

[c] aus Ref. [62]

dem Brechungsindex $n = \sqrt{\Re[\epsilon(\omega)]}$ und der Probendicke l ergibt sich für die Gesamtspinrauschleistung:

$$P = \sin^2(2\sigma_\beta) \cdot Z^2. \quad (5.12)$$

In den Verstärkungsfaktor Z gehen die Details des Experimentaufbaus ein, wie die Effizienz der Photodioden und die eingestellte Verstärkung des Signals.

Die genaue Stärke, Form und Lage der Absorptionskurve der Probe ist nicht genau bekannt. In diesem einfachen Modell wird sie über eine einzige Lorentzkurve angenähert. Als Breite wird im Fall lokalisierter Elektronen die Breite der Exzitonresonanz, im Fall von wechselwirkenden Elektronen $k_B \cdot T$ angenommen. Die Lage der Absorption wird bestimmt durch die Bandlücke und die Fermi-Energie, die beide von der Dotierkonzentration und der Probentemperatur abhängig sind. Die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke wird für alle verwendeten Proben über die Formel von Varshni [49, 50] (siehe Formel 4.1) berücksichtigt. Die Bandlückenschumpfung aufgrund der Dotierung kann für Proben mit einer Do-



Hintergrund-Dielektrizitätskonstante	ϵ_{bg}	13,435 [a]
Dotierkonzentration	n_D	$1,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$
Resonanzenergie	ω_0	$1,518 \text{ eV} + E_F$ [b]
Absorptionskoeffizient	α_0	$1,14 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ [c]
Breite der Resonanz	E_γ	$1,723 \text{ meV}$ für $T < 20 \text{ K}$, $\kappa_B \cdot T$, sonst [d]

Tabelle 5.2: Für die Abschätzung der Spinrauschleistung der Quantenfilmprobe verwendete Parameter.

[a] aus Ref. [60]

[b] angepasst an die Transmissionsmessung, siehe Abschnitt 4.2

[c] an die gemessenen Daten angepasst

[d] aus PL-Messungen

tierkonzentration, die deutlich über dem Metall/Isolator-Übergang bei ca. $1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ liegt, nach van Cong et al. [63] über die Näherungsformel

$$\Delta E_c = -\frac{2e^2 k_f}{\pi \epsilon_0} \quad (5.13)$$

$$\Delta E_v = \frac{e^2 \kappa}{2\epsilon_0} \quad (5.14)$$

$$\Delta E_g = \Delta E_c - \Delta E_v \quad (5.15)$$

angegeben werden. ΔE_c und ΔE_v sind die Änderungen an der Position des Leitungsbandes bzw. des Valenzbandes. Dabei ist k_f der Fermi-k-Vektor und κ die inverse Abschirmlänge, die sich näherungsweise über

$$k_f = \left(\frac{3\pi^2}{n_D} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.16)$$

$$\kappa = 1,97 \cdot 10^6 \left(\frac{n_D}{10^{18}} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (5.17)$$

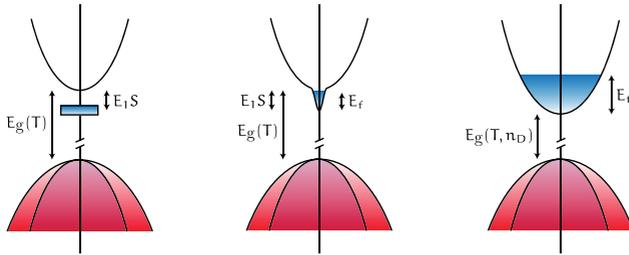


Abbildung 5.1: Modell zur Bestimmung der Resonanzenergie für das Spinrauschen in den drei verschieden dotierten GaAs Volumenmaterialproben.

ausdrücken lassen. Die Verwendung der 3D Zustandsdichte ist ebenfalls eine Näherung, da durch das Dotieren zusätzliche Zustände unterhalb des Leitungsbandes geschaffen werden. Mit zunehmender Konzentration vereinigen sich diese Zustände zunächst zu einem Störstellenband [64, 65]. Steigt die Konzentration weiter, rückt das Störstellenband dichter an das Leitungsband heran, bis es sich schließlich nahtlos anschließt. Bei hochdotierten Proben (ab ca. $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) liegt das Fermi-Niveau weit im Leitungsband und der Einfluss des Störstellenbands ist gering. Bei sehr niedrig dotierten Proben (unter ca. $1,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) schließt sich das Störstellenband nicht nahtlos an das Leitungsband an. Für die Proben mit geringer Dotierkonzentration müssen die Störstellenbänder berücksichtigt werden. Bei der Probe mit der niedrigsten Dotierung berührt das Störstellenband das Leitungsband nicht und die für das Spinrauschen entscheidende Resonanzenergie wird ausgehend von der Unterkante des Leitungsbandes um die Donatorbindungsenergie reduziert. Die Bindungsenergie für ein donatorgebundenes Elektron in Galliumarsenid mit Silizium als Donatoratom beträgt 5,8 meV [48]. Bei der GaAs Probe am Metall/Isolatorübergang schließt das Störstellenband nahtlos an das Leitungsband an. Für $T = 0$



lässt sich nach Shklovskii und Efros [66] die Fermi-Energie im Störstellenband über den Ausdruck

$$E_{f_{sB}} = 0,99 \frac{e^2 n_D^{1/3}}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \quad (5.18)$$

angeben. Für die $N_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ Probe ergibt sich $E_{f_{sB}} = 3 \text{ meV}$. Da sich die Temperaturabhängigkeit der Fermienergie mit diesem Ausdruck nicht erfassen lässt, wird die Temperaturabhängigkeit für das ungestörte parabolische Leitungsband angenommen und um $0,73 \text{ meV}$ verschoben, um bei $T = 0$ mit der Fermi-Energie im Störstellenband übereinzustimmen. Die Modellierung der Resonanzenergie ist in Abbildung 5.1 zusammengefasst. Die weiteren im Modell verwendeten Parameter sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 aufgelistet.

Unberücksichtigt bleibt der temperaturabhängige Ionisationsgrad der Donatoratome, da das Modell von einer konstanten Anzahl entweder lokalisierter oder freier Elektronen ausgeht. Bei einer Änderung der Proben temperatur ändert sich sowohl der Grad der Lokalisierung als auch die Anzahl der am Rauschprozess beteiligten Elektronen. Insbesondere bei höheren Temperaturen wird das Modell die Temperaturabhängigkeit nicht korrekt wiedergeben.

5.1.2 Rauschleistung in GaAs-Volumenmaterial

Die Messungen an den GaAs Volumenmaterialproben erfolgten mit verschiedenen Aufbauten. Die Messungen zur Temperaturabhängigkeit wurden mit der verbesserten FFT-Spektrumanalyse am Mikrokryostataufbau durchgeführt. Die übrigen Messungen wurden mit einem kommerziellen Spektrumanalysator am Oxford Spectromag-System gemacht. Die Aufbauten werden detailliert in Abschnitt 3.1 vorgestellt.

Zunächst wird die beobachtete Spinrauschleistung in Abhängigkeit von Proben temperatur und Laserwellenlänge untersucht. Die Wellenlängenabhängigkeit der Rauschleistung wurde für eine Proben temperatur von 18 K

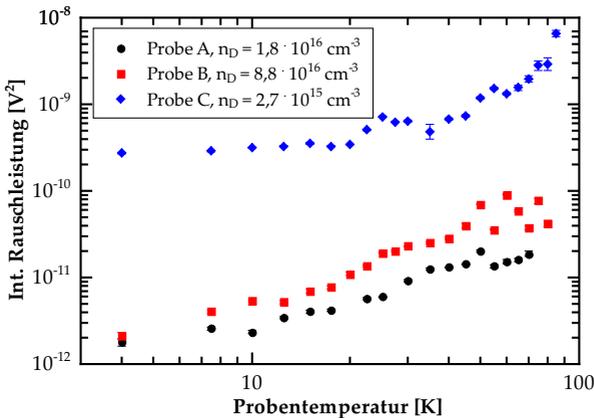


Abbildung 5.2: Gemessene integrierte Rauschleistung von den GaAs-Volumenmaterialproben in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Rauschleistung wurde entsprechend der jeweiligen Probendicke skaliert.

für Wellenlängen zwischen 826 nm und 850 nm betrachtet. Für die Temperaturabhängigkeit wurde eine lange Laserwellenlänge von $\lambda = 840$ nm in Kombination mit einem großem Laserspot von 80 μm gewählt, um Effekte durch Absorption des Lasers in der Probe zu vermeiden (siehe Abschnitte 4.3.1 und 4.3.2). Die gemessene Temperaturabhängigkeit der Rauschleistung ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Probe C mit der geringsten Dotierung zeigt deutlich die größte Signalstärke. Das Verhalten ist aber nicht monoton in der Dotierkonzentration, wie die Proben A und B zeigen. Probe B mit der höchsten Dotierkonzentration weist ein stärkeres Rauschsignal auf als Probe A. Der Unterschied in der Spinrauschleistung der Proben A und B kommt aus dem Unterschied in der Elektronenkonzentration, während die deutlich erhöhte Rauschleistung der Probe C durch die exzitonische



Überhöhung der Resonanz verursacht wird. Die Proben unterscheiden sich auch in der Stärke der Temperaturabhängigkeit voneinander. Für Temperaturen unterhalb von 20 K zeigt die Rauschleistung von Probe C nur eine sehr kleine Temperaturabhängigkeit auf, darüber beginnt die Rauschleistung mit der Temperatur zu wachsen und ab ca. 35 K wird die Temperaturabhängigkeit stärker als bei den anderen vermessenen Proben. Wird der temperaturabhängige Ionisationsgrad der Ladungsträger betrachtet, lässt sich das beobachtete Verhalten sehr gut erklären. Bei tiefen Temperaturen sind nahezu alle Ladungsträger im Störstellenband lokalisiert. Mit zunehmender Temperatur werden die Ladungsträger nach und nach ionisiert und gelangen in das Leitungsband. Ab ca. 35 K liegt der Ionisationsgrad über 50 % und das Verhalten gleicht sich den anderen Proben an.

Die Temperaturabhängigkeit der Proben A und B sowie für Probe C bei höheren Temperaturen setzt sich aus der Temperaturabhängigkeit der Bandlücke und dem Aufweichen der Fermi-Kante zusammen. Ersteres bringt die Resonanzwellenlänge dichter an die Laserwellenlänge heran und führt so zu einer Erhöhung der Rauschleistung. Das Aufweichen der Fermi-Kante reduziert den Einfluss des Pauli-Prinzips, welches Elektronen in den vollbesetzten Bereichen des Leitungsbandes das Umlappen des Spins verbietet. Die Wirkung des Pauli-Prinzips lässt sich am deutlichsten am Verhalten der Rauschleistung für $T \rightarrow 0$ beobachten. Bei den Proben A und C geht die gemessene Rauschleistung für $T \rightarrow 0$ nicht gegen 0, während die integrierte Spinrauschleistung von Probe B für tiefe Temperaturen verschwindet. Abbildung 5.3 zeigt für Proben A und B einen vergrößerten Ausschnitt für die Rauschleistung bei tiefen Temperaturen. Probe B ist so stark dotiert, dass die Fermienergie auch bei $T = 0$ im Leitungsband liegt. Alle Zustände sind besetzt und ein Umlappen der Spins ist nicht möglich. Bei Probe C ist die Konzentration so gering, dass die Elektronen im Störstellenband gut lokalisiert und voneinander unabhängig sind. Die Ausdehnung eines lokalisierten Elektrons lässt sich über seinen Bohr-Radius

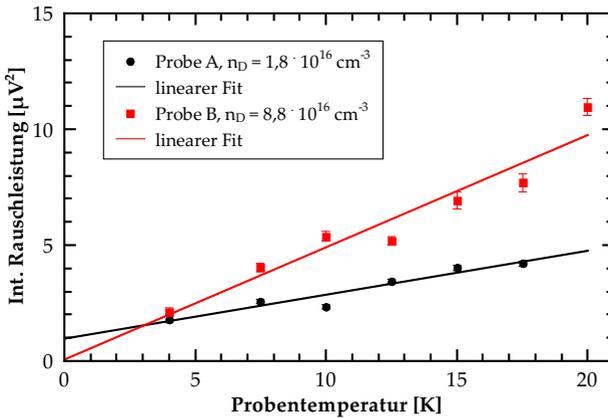


Abbildung 5.3: Ausschnitt der gemessenen Temperaturabhängigkeit der Proben A und B für tiefe Temperaturen. Die Rauschleistung wurde mit einem linearen Fit zu $T = 0$ extrapoliert.



α , der Analog zum Wasserstoff-Modell definiert ist, abschätzen:

$$\alpha = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{e^2} \frac{e}{m_e^*} \quad (5.19)$$

Die Umgebung des Halbleiters wird durch die effektive Elektronenmasse m_e^* und die Dielektrizitätskonstante berücksichtigt und liefert für GaAs $\alpha \sim 10$ nm. Der mittlere Störstellenabstand ergibt sich aus der Donatordichte und beträgt ca. 70 nm. Der Abstand zwischen den Donatoren ist bei Probe C groß gegenüber dem Bohr-Radius, so dass nur eine schwache Wechselwirkung der Elektronen untereinander möglich ist. Jedes Elektron kann auch bei tiefen Temperaturen unabhängig von den anderen seinen Spin ändern. Die Temperaturabhängigkeit ist hauptsächlich durch die zunehmende Ionisation der Donatoren gegeben. Die Donatorkonzentration von Probe A liegt knapp unterhalb des Metall-Isolator-Übergangs und stellt einen Grenzfall dar. Die Elektronenzustände sind noch nicht über den gesamten Festkörper ausgedehnt (es kommt keine metallische Leitfähigkeit zustande), die Dichte ist jedoch so hoch, dass es zu Wechselwirkungen der Elektronen untereinander kommt. Die Spinrauschleistung ist dementsprechend stark temperaturabhängig, fällt jedoch nicht vollständig auf Null ab.

5.1.3 Vergleich der berechneten Leistung mit dem Experiment für Volumenmaterial

Die experimentell ermittelten Spinrauschleistungen werden in diesem Abschnitt mit den, nach dem Modell aus Abschnitt 5.1.1 erwarteten, Werten verglichen. Dazu werden für Proben A und B die Rauschleistungen im Bereich zwischen $T = 3$ bis 85 K und $\lambda = 815$ bis 870 nm berechnet. In Abbildung 5.4 ist die Abhängigkeit der Rauschleistung von der Probentemperatur und der Laserwellenlänge für Probe A (Abbildung (a)) und Probe B (Abbildung (b)) dargestellt. An den markierten Stellen wurden Schnitte parallel zur Temperatur- und Wellenlängenachse gemacht und sind in den

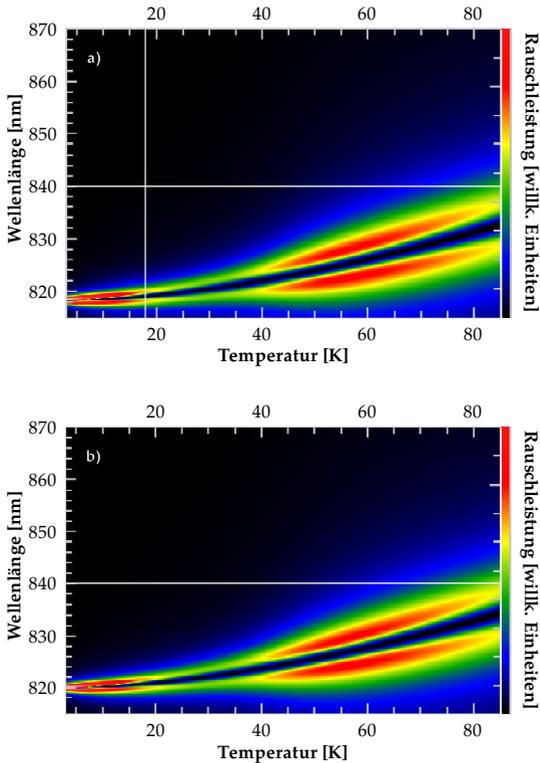


Abbildung 5.4: Berechnete Rauschleistung in Abhängigkeit der Proben-temperatur und der Laserwellenlänge für Probe A (Abbildung (a)) und Probe B (Abbildung (b)). Die weißen Linien markieren Schnitte durch die Daten, die in den folgenden Abbildungen dargestellt sind.



Abbildungen 5.5 und 5.6 zusammen mit den Messdaten aufgetragen. Die für die Rechnung verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.1 angegeben.

Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung des Modells mit dem qualitativen Verlauf nach der Skalierung der Absolutwerte an das Experiment. Diese Skalierung ist zum einen notwendig, da die genaue Stärke des Absorptionskoeffizienten nur unzureichend bekannt ist, zum anderen wird die Skalierung benutzt, um die berechneten Daten an die experimentellen Gegebenheiten (verschiedene Laserleistungen und Fokussdurchmesser) anzupassen. Die bei Probe A auftretenden Abweichungen im Tieftemperaturbereich sind auf die im Modell nicht erfassten lokalisierten Elektronen zurückzuführen. Die Abweichungen bei höheren Proben Temperaturen entstehen durch die fehlende Berücksichtigung des Ionisationsgrades der Donatoren und der starken Vereinfachung in der Form der Absorptionskurve.

5.1.4 Rauschleistung in (110) GaAs-Quantenfilmen

Die Messungen an der Quantenfilmprobe wurden im Mikrokryostaten mit einem Mikroskopobjektiv zur Fokussierung des Laserstrahls durchgeführt. Die Spinrauschunterdrückung für die Aufnahme des Schrotrauschuntergrunds wurde mithilfe eines Soleil-Babinet Kompensators erreicht. Der Aufbau wurde im Detail in Abschnitt 3.1 vorgestellt.

Gemessen wurde mit einem Laserfokus mit einer Strahltaile von $w_0 \approx 3,5 \mu\text{m}$ bei Wellenlängen im Bereich $813,5 < \lambda < 818 \text{ nm}$ bei einer Leistung von ca. 6 mW. Für kürzere Wellenlängen konnte kein Spinrauschsignal mehr nachgewiesen werden. Für längere Wellenlängen als $\lambda = 818 \text{ nm}$ wird das Signal sehr schwach und kann nur unter großem Aufwand (lange Messzeiten) sicher detektiert werden. Der Laserfokus wurde so klein gewählt, um für die Messungen eine optimale Signalstärke zu erhalten. Insbesondere für kurze Wellenlängen wurde dabei ein Einfluss auf die Spinlebenszeit beobachtet, der jedoch für die Spinrauschleistung nicht relevant ist.

Die Messergebnisse sind in Abbildung 5.7(a) dargestellt. Für kleine

5.1 Untersuchung der Spinrauschleistung

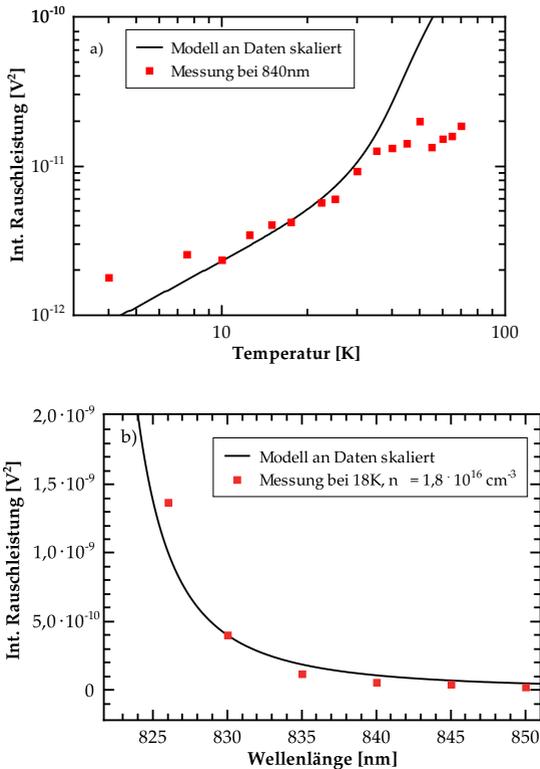


Abbildung 5.5: Vergleich der berechneten mit der an Probe A $n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ gemessenen Rauschleistung. Bild (a) zeigt den Verlauf bei der konstanten Laserwellenlänge von 840 nm. Der Verstärkungsfaktor Z für die Modellkurve wurde so gewählt, dass die Rauschleistungen im Bereich von 10 K bis 30 K gut übereinstimmen. Bild (b) zeigt das Verhalten für eine konstante Temperatur von 18K, die Skalierung wurde an den 830 nm Messwert angepasst.



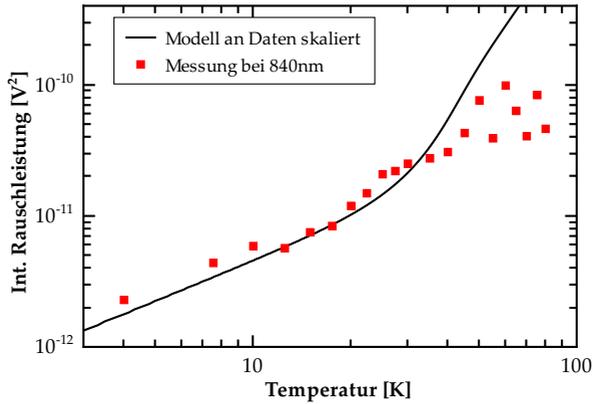


Abbildung 5.6: Vergleich der berechneten mit der an Probe B $n_D = 8,8 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ gemessenen Rauschleistung bei einer konstanten Wellenlänge von 840 nm. Der Verstärkungsfaktor Z für die Modellkurve wurde so gewählt, dass die Rauschleistungen im Bereich von 10 K bis 30 K gut übereinstimmen.

Verstimmungen wird bei dieser Probe eine Abweichung vom erwarteten Temperaturverhalten der Rauschleistung beobachtet. Anstatt monoton anzuwachsen und bei hohen Temperaturen zu sättigen, gibt es bei Temperaturen um 15 K ein Maximum in der Rauschleistung. Für Laserwellenlängen mit größerer Verstimmung (ab ca. 816 nm) stellt sich das erwartete Verhalten wieder ein. In der Wellenlängenabhängigkeit der Rauschleistung gibt es, insbesondere bei höheren Temperaturen, zunächst eine Zunahme der Leistung mit größer werdender Verstimmung des Lasers, bevor das Verhalten für größere Verstimmungen sich dem der Volumenmaterialprobe angleicht und die Leistung abnimmt.

Weiterhin wurde mithilfe der Spinrauschspektroskopie die Spinlebenszeit in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes gemessen. In (110) Quantenfilmen ist der DP-Mechanismus für in Wachstumsrichtung orientierte Spins unwirksam, so dass sehr lange Spinlebenszeiten erwartet werden. Dieser Effekt wurde von Dyakonov und Kachorovskii 1986 vorhergesagt [67] und 1999 von Ohno et al. [68] erstmals beobachtet. Da in der Quantenfilmebene orientierte Elektronenspins immer noch der DP-Spinrelaxation unterliegen, kommt es zu einer Anisotropie in der Spinlebenszeit wie von Döhrmann et. al [69] beobachtet. Diese Anisotropie der Spinlebenszeit konnte mittels Spinrauschspektroskopie erstmals auch bei tiefen Temperaturen nachgewiesen werden [70]. Auf diese Ergebnisse wird im Folgenden jedoch nicht weiter eingegangen.

5.1.5 Vergleich der berechneten Leistung mit dem Experiment für Quantenfilme

Für den Vergleich der experimentell ermittelten Daten wird wieder das in Abschnitt 5.1.1 eingeführte Modell für den 2D Fall verwendet. Für die Eigenschaften der Probe werden die in Tabelle 5.2 angegebenen Werte benutzt. Der Absorptionskoeffizient ist nicht genau bekannt und wurde an die gemessene Rauschleistung angepasst. Die Absorption ist in Quantenfilmen aufgrund von Quantisierungseffekten stärker als im Volumenmaterial.



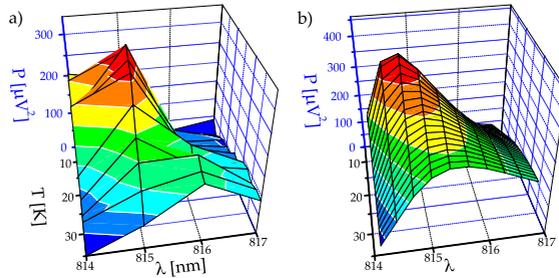


Abbildung 5.7: Vergleich der von der Quantenfilmprobe gemessenen Rauschleistung (Bild a)) mit der über das Modell abgeschätzten Leistung (Bild b)). Der unbekannte Absorptionskoeffizient im Modell wurde an die Messung angepasst.

Gerber und Maracas [71] geben für einen ≈ 10 nm Mehrfachquantenfilm bei Raumtemperatur einen Absorptionskoeffizienten von ca. $2,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ gegenüber dem Wert für Volumenmaterial von Casey et al. [72] von ca. $0,85 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ an. Die Quantenfilme in Probe Q sind mit 16,8 nm etwas dicker, so dass eine gegenüber dem Literaturwert geringere Erhöhung der Absorption erwartet wird. Der aus den Messung ermittelte Wert von $\alpha_0 = 1,14 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ passt daher gut zum Literaturwert. Die über das Modell erhaltenen Werte für die Spinrauschleistung sind in Abbildung 5.7 den gemessenen Daten gegenübergestellt. Die Wellenlängenabhängigkeit ist wie bei den Untersuchungen am Volumenmaterial durch die Form der Brechungsindexänderung im Oszillatormodell gegeben. In dem in Abbil-

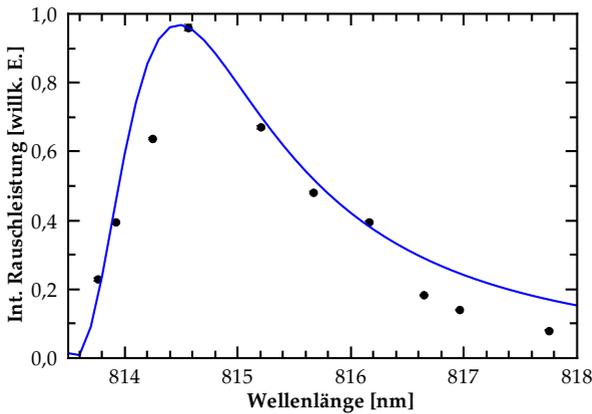


Abbildung 5.8: Wellenlängenabhängige Messung der Rauschleistung an der Quantenfilmprobe. Die blaue Kurve ist ein Schnitt durch Abbildung 5.7 bei der Probentemperatur von $T = 20$ K. Wegen unterschiedlicher Laserleistungen wurde die gemessene Rauschleistung normiert.



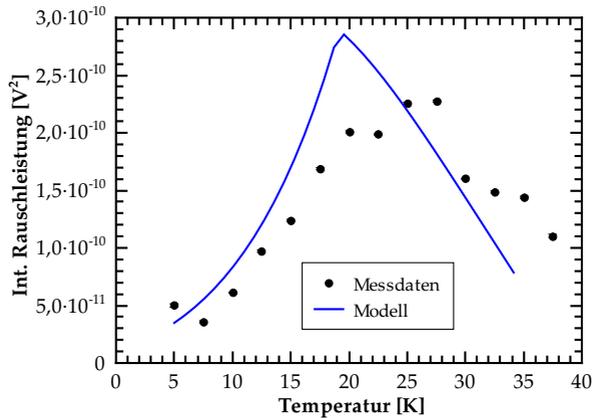


Abbildung 5.9: Temperaturabhängigkeit der Spinrauschleistung der Quantenfilmprobe, gemessen mit defokussiertem Laser bei $\lambda = 815$ nm. Die Modellkurve ist ein Schnitt durch Abbildung 5.7 bei 815 nm.

Abbildung 5.8 dargestellten Schnitt durch das 3D Diagramm lassen sich die berechnete Kurve und die gemessenen Daten besser vergleichen. Die Lage des Minimums entspricht der Position der Resonanz. Der nach dem Modell erwartete Anstieg der Rauschleistung für kürzere Wellenlängen lässt sich nicht beobachten, da der Halbleiter das Licht zu stark absorbiert. Die Temperaturabhängigkeit der Rauschleistung ist im Gegensatz zu den Ergebnissen am Volumenmaterial nicht für alle Wellenlängen monoton. Bei nur geringer Verstimmung von der Resonanzwellenlänge steigt die Rauschleistung wie erwartet an, erreicht ein lokales Maximum und fällt anschließend wieder ab. Dieses Verhalten lässt sich bei $\lambda = 815$ nm gut beobachten und ist in Abbildung 5.9 aufgetragen. Das Modell gibt den qualitativen Verlauf sehr gut wieder und kann auch das lokale Maximum in der Temperaturabhängigkeit der Rauschleistung für eine geringe Laserverstimmung

erklären, auch wenn das Maximum im Modell leicht verschoben auftritt. Das nichtmonotone Verhalten wird durch die Temperaturabhängigkeit der Resonanzbreite verursacht. Durch die Breitenzunahme verringert sich die effektive Differenz von Laserwellenlänge und Absorption und die gemessene Rauschleistung steigt an.

5.2 Elektron-g-Faktor in Volumen GaAs

Der Elektron-Landé-g-Faktor g gibt die Stärke der Kopplung zwischen dem Elektronenspin S und seinem magnetischen Moment μ_S an:

$$\mu_S = -g\mu_B \frac{S}{\hbar}. \quad (5.20)$$

Dabei ist μ_B das Bohrsche Magneton. Für freie Elektronen hat g ungefähr den Wert 2 (2,0023). In einem Halbleiter wie GaAs unterscheidet sich der gemessene g -Faktor aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung stark von dem Wert für freie Elektronen [73, 74]. Der Elektron-g-Faktor hängt empfindlich von der Bandstruktur ab und lässt sich mit theoretischen Modellen wie der $\vec{k} \cdot \vec{p}$ Theorie bestimmen [75]. Er eignet sich daher gut für einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment.

Wichtig für eine genaue experimentelle Bestimmung des g -Faktors ist die Kenntnis über das angelegte Magnetfeld und die präzise Messung der Signalfrequenz. Die Frequenz lässt sich mit der Spektralanalyse sehr genau ermitteln, so dass der Fehler im Wesentlichen nur durch die Eichung der Magnetfeldstärke gegeben ist. Die Messungen an den Proben A ($n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) und B ($n_D = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) wurden mit dem supraleitenden Magneten des Oxford Spectromag-Systems durchgeführt. Dieser Magnet zeigt jedoch ein Remanenzfeld von ca. 1 mT und einen Fehler in der Kalibrierung. Das Magnetfeld wurde deshalb wie in Anhang B beschrieben mit einer Hallsonde nachgemessen. Für die Messungen an Probe C ($n_D = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) wurde ein Mikrokryostat mit normalleitenden Spulen ohne Eisenkern benutzt. Remanenzeffekte wurden durch



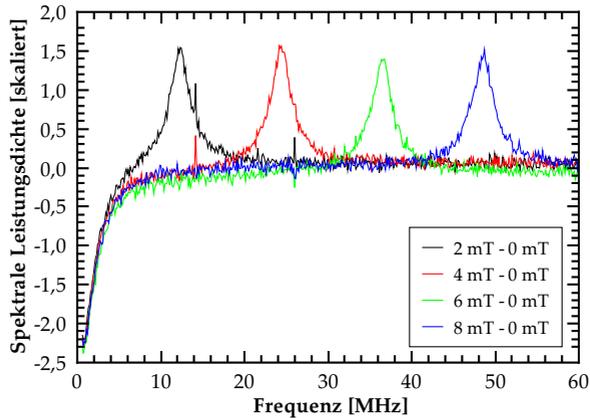


Abbildung 5.10: Spinrausch-Differenzspektren von Probe A ($n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) in Abhängigkeit des Magnetfeldes, aufgenommen bei einer Probentemperatur von 12 K mit einer Laserwellenlänge von 845 nm. Die Mittenfrequenz des Signals skaliert linear mit dem externen Magnetfeld, die Breite des Signals (Spinlebenszeit) und die Rauschleistung bleiben unverändert.

die Vermeidung magnetisierbarer Materialien in der Nähe der Probe verhindert. Das Magnetfeld wurde ebenfalls mit einer Hallsonde vermessen und die Homogenität über Simulationsrechnungen abgeschätzt. Die Inhomogenität beträgt nur 1,5 % auf 2 mm.

Der g-Faktor wird aus der Position des Spinrauschsignals im Spektrum ermittelt. Die Signalfrequenz ist durch die Larmorfrequenz der Elektronen gegeben und ist proportional zum angelegten externen Magnetfeld. Um den g-Faktor genau zu bestimmen, werden mehrere Spinrauschmessungen mit verschiedenen Magnetfeldstärken durchgeführt und die Peakposition bestimmt. Abbildung 5.10 zeigt die Verschiebung des Rauschsignals in

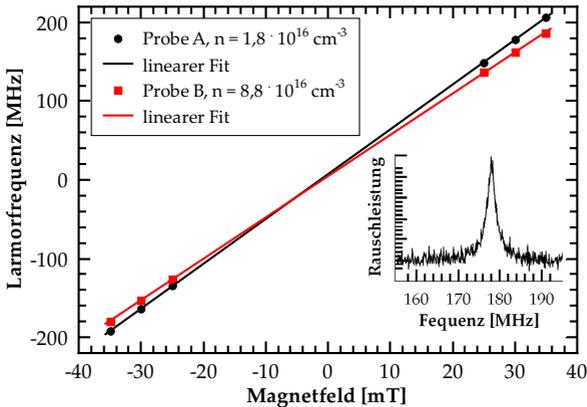


Abbildung 5.11: Messung der Larmorfrequenz in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes für die Proben A und B bei einer Temperatur von 10 K. Das Inset zeigt das Rauschspektrum von Probe A bei einem Magnetfeld von 30 mT. Über einen linearen Fit wird der g-Faktor aus den Messdaten gewonnen.

den Spinrauschspektren für vier verschiedene Magnetfelder an Probe A. Die gemessene Larmorfrequenz für die Proben A und B ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Da bei der Spektrumanalyse keine negativen Frequenzen auftreten können, lässt sich über die Spinrauschspektroskopie keine Information über das Vorzeichen des g-Faktors gewinnen. Das Vorzeichen muss über andere Methoden ermittelt werden und wird hier aus der Literatur übernommen, z.B. von White et al. [76], Weisbuch et al. [77] oder von Oestreich et al. [78].



5.2.1 Abhängigkeit von der Dotierung

Der Verlauf des g -Faktors mit der Dotierung ist nicht monoton. Sowohl die am schwächsten als auch die am höchsten dotierte Probe zeigen einen größeren g -Faktor als Probe A, deren Donatorkonzentration dazwischen liegt. Bei 12 K werden für die drei Proben die Werte $g_A = -0,439 \pm 0,005$, $g_B = -0,407 \pm 0,005$ und $g_C = -0,391 \pm 0,005$ gemessen. Die ermittelten g -Faktoren stimmen gut mit Literaturwerten überein. Colton et al. [79] messen für eine Probe mit einer Donatorkonzentration von $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ den Wert $g = 0,41 \pm 0,01$. Für eine mit $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ dotierte Probe geben Kato et al. [80] den Wert $g = -0,44$ an.

Ursächlich für die verschiedenen Werte des g -Faktors je nach Donatorkonzentration ist die unterschiedliche Besetzung des k -Raums durch die Elektronen. Die Besetzung höherer k -Werte führt zu einer Zunahme des g -Faktors, auf die im nächsten Abschnitt weiter eingegangen wird.

5.2.2 Abhängigkeit von der Temperatur

Der Elektron- g -Faktor wurde für die Proben A, B und C in Abhängigkeit der Temperatur vermessen. Die Messergebnisse sind in Abbildung 5.12 dargestellt. Der Elektron- g -Faktor wird größer (betragsmäßig kleiner) für zunehmende Temperatur. Durch die Temperaturerhöhung können die Elektronen auch höhere k -Werte besetzen. Die Energie der Elektronen nimmt dabei zu und der g -Faktor nähert sich dem Wert 2 für freie Elektronen an. Die Energieabhängigkeit kann näherungsweise durch die empirische Formel

$$g^*(E) = g^* + 6,3 \text{ eV}^{-1} \cdot E \quad (5.21)$$

angegeben werden [81, 82, 83]. Die gemessene Temperaturabhängigkeit der Probe A passt gut zu den mittels zeitaufgelöster Photolumineszenz durchgeführten Messungen von Döhrmann et al. [84]. Da bei Photolumineszenzmessungen Ladungsträger angeregt werden und dadurch die Messung an freien Ladungsträgern erfolgt, unterscheiden sich die Absolutwer-

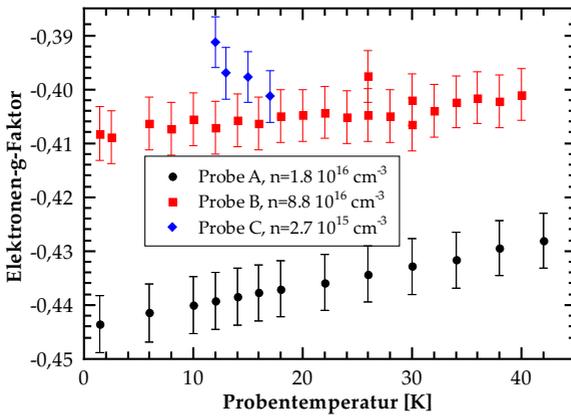


Abbildung 5.12: Temperaturabhängigkeit des g-Faktors für die drei untersuchten Volumenmaterialproben mit unterschiedlicher Dotierung.



te leicht. Der beobachtete Temperaturverlauf des g-Faktors bei Probe C zeigt gegenüber den anderen Proben eine umgekehrte Temperaturabhängigkeit, die von einer Änderung des Lokalisierungsgrades der Elektronen verursacht wird.

5.2.3 Abhängigkeit vom Lokalisierungsgrad

Bei einer sehr geringen Donatorkonzentration in der Probe ist die Bindung der Elektronen an die Donatoratome sehr stark. Durch die Bindung werden diese im Ortsraum lokalisiert und aufgrund der Orts-Impuls-Unschärfe vergrößert sich der von den Elektronen besetzte k-Raum. Über die in Gleichung 5.21 beschriebene Energieabhängigkeit führt eine Änderung des Lokalisierungsgrads zu einer Veränderung des g-Faktors. Bei Erhöhung der Donatorkonzentration nimmt der Lokalisierungsgrad der Elektronen ab und der g-Faktor wird solange kleiner, bis aufgrund des Ansteigens der Fermienergie die k-Werte wieder größer werden. Bei weiterer Erhöhung der Donatorkonzentration steigt der g-Faktor wieder an. Der Lokalisierungsgrad lässt sich auch durch Ändern der Temperatur beeinflussen, wie Probe C zeigt. Durch das Erwärmen der Probe werden die Donatoratome nach und nach ionisiert und die Lokalisierung der Elektronen zunehmend aufgehoben. Der gemessene g-Faktor nähert sich dadurch bei Temperaturerhöhung dem Verhalten an, wie es an den höher dotierten Proben gemessen wird.

5.3 Spinrelaxation in Volumen GaAs

Eine Voraussetzung für spintronische Halbleiterbauelemente ist eine Spinlebenszeit im Material, die länger ist als die Schaltzeit des Bauelements. Darum ist die Spinlebenszeit in Halbleitern wie GaAs Gegenstand intensiver Forschung. Bei GaAs zeigen in Tieftemperaturmessungen Proben mit einer Donatorkonzentration in der Nähe des Metall-Isolator-Übergangs

die längsten Spinlebenszeiten. Deswegen wird diese Dotierung für einige Halbleiterbauelemente vorgeschlagen [85]. In dieser Arbeit wird die Temperaturabhängigkeit von 4 K bis 80 K mithilfe der Spinrauschspektroskopie untersucht, unter anderem um zu klären, ob Proben am MIT auch bei höheren Temperaturen die günstigsten Eigenschaften zeigen.

5.3.1 Messung der Spinrelaxation

Die folgenden Messungen wurden am Mikrokryostaten (siehe Abschnitt 3.1) durchgeführt. Das größte zur Verfügung stehende Magnetfeld betrug 7 mT. Für die Spektrumanalyse wurde der FFT-Analysator mit einer maximalen Messbandbreite von 90 MHz genutzt.

Mit steigender Temperatur nimmt die Spinlebenszeit der Proben ab, wodurch sich die Spinrauschsignale verbreitern. Da sich mit dem maximalen Magnetfeld nur eine Verschiebung von ca. 50 MHz erreichen lässt, kann ein normales Spinrauschdifferenzspektrum nur für Signalbreiten von ca. 20 MHz aufgenommen werden. Für breitere Rauschsignale kam ein Flüssigkristallverzögerer für die Aufnahme des Untergrundspektrums zum Einsatz. Untersucht wurden die drei Volumenmaterialproben A-C mit einer Dotierung von $n_D = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bis $n_D = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ im Temperaturbereich von 4 K bis 80 K. Abbildung 5.13 zeigt das Ergebnis der Messung in doppellogarithmischer Auftragung. Die Spinlebenszeit bei tiefen Temperaturen zeigt die aus der Literatur [86] bekannte Abhängigkeit von der Donatorkonzentration. Für Probe A mit einer Konzentration am Metall-Isolator-Übergang wird bei $T = 4 \text{ K}$ eine Lebenszeit von $\tau_s = 267 \text{ ns}$ gemessen, die deutlich länger ist als die von Probe B ($\tau_s = 34 \text{ ns}$) und Probe C ($\tau_s = 7 \text{ ns}$). Allen drei Proben gemeinsam ist die ansteigende Breite des Peaks bzw. die Zunahme der Spinrelaxationsrate mit der Temperatur. Bei einer Probentemperatur von 70 K kreuzen sich die Spinlebenszeiten der Proben A und B und für noch höhere Temperaturen zeigt die höchst-dotierte Probe die längste Spinlebenszeit. Im Folgenden werden die Spinrelaxationsmechanismen für die einzelnen Proben und die Ursache für das



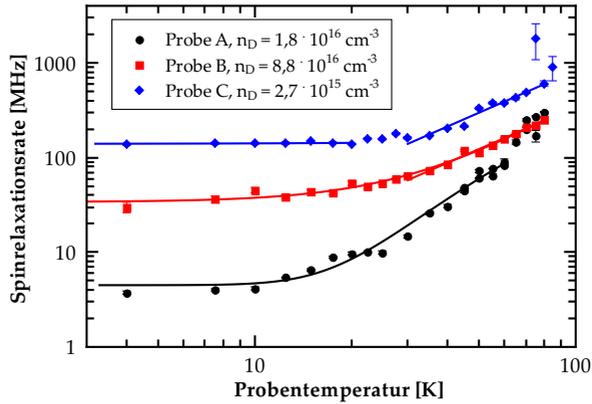


Abbildung 5.13: Doppellogarithmische Darstellung der Temperaturabhängigkeit der Spinrelaxationsrate für die drei untersuchten Volumenmaterialproben. Die durchgezogenen Linien sind an die Daten angepasste Kurven mit den in Tabelle 5.3 aufgelisteten Parametern.

Probe	Relaxationsrate	Bereich
A	$= 3065 \text{ MHz} \cdot \exp(-(1028 \text{ K}/T)^{1/2}) + 4,5 \text{ MHz}$	4..60 K
B	$\propto T^{1,48 \pm 0,06}$	30..80 K
B	$= 0,04 \text{ MHz} \cdot (T/\text{K})^{1,96 \pm 0,08} + 33,5 \text{ MHz}$	4..80 K
C	$= 140 \pm 2 \text{ MHz}$	4..20 K
C	$\propto T^{1,48 \pm 0,09}$	30..80 K

Tabelle 5.3: Parameter für die in Abbildung 5.13 dargestellten Ausgleichskurven. Die Ausgleichskurven wurden durch Kurvenanpassung an die Messdaten zur Temperaturabhängigkeit der Spinrelaxationsrate gewonnen.

Kreuzen der beiden Spinrelaxationskurven diskutiert.

5.3.2 Spinrelaxation für freie Elektronen

Hinweise auf die Existenz freier Elektronen in den Proben geben Messungen der Rauschleistung bzw. im Fall von Probe C die Abschätzung des Ionisationsgrades. Freie Elektronen lassen sich in Probe B ($n_D = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) über den gesamten Temperaturbereich und in Probe C ($n_D = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) für Temperaturen oberhalb von ca. 30 K beobachten. Zunächst wird die Temperaturabhängigkeit der Spinrelaxation von Probe B betrachtet. Die Spinrelaxation freier Elektronen wird hier durch den Dyakonov-Perel-Mechanismus (siehe Abschnitt 2.2.1) dominiert. Im beobachteten Temperaturbereich ist die Streuung an ionisierten Störstellen der wichtigste Beitrag zur Impulsstreuung, so dass sich für die Temperaturabhängigkeit ein zu $T^{3/2}$ proportionaler Zusammenhang ergibt. In der doppellogarithmischen Darstellung lässt sich dies für Temperaturen oberhalb von 30 K leicht an der Steigung der Geraden erkennen. Unterhalb von 30 K wirken weitere Relaxationsmechanismen, wie z.B. der BAP-Mechanismus, auf die Probe ein, die zu einer Abweichung von der erwarteten Temperaturabhängigkeit führen (siehe Tabelle 5.3). Der Tieftempera-



turwert ($\tau_s = 34$ ns) ist etwas länger als die von Dzhioev et al. [86] ermittelten 16 ns, die an einer ähnlich dotierten Probe über den Hanle-Effekt gemessen wurden. Dieser Unterschied lässt sich über die verschiedenen Messmethoden erklären. Bei den Hanle-Messungen wird im Gegensatz zu der Spinrauschspektroskopie ein Pumplaser benötigt, um eine Spinpolarisation zu erzeugen. Dabei entstehen optisch angeregte Löcher, die die Spinrelaxation der Elektronen beschleunigen.

5.3.3 Spinrelaxation für lokalisierte Elektronen

Die Lokalisierung von Elektronen an Donatoratomen kann nur in Proben mit geringer Konzentration erfolgen, da bei hohen Donatorkonzentrationen (ab ca. $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) ein Störstellenband gebildet wird [64]. Ebenfalls wichtig sind tiefe Temperaturen, da der Ionisationsgrad der Donatoren mit der Temperatur ansteigt. Nach Abschätzung mit der Blakemore-Formel [87] sind die Elektronen in Probe C bei Temperaturen unterhalb von ca. 20 K größtenteils lokalisiert. Für höhere Temperaturen steigt der Ionisationsgrad rasch an.

Die Ionisation der Donatoren beeinflusst die Spinrelaxationsrate der Probe deutlich. Unterhalb von 20 K ist die Breite des Spinrauschsignals und damit die Spinrelaxation nahezu konstant und damit unabhängig von der Temperatur. Darüber ändert sich das Verhalten und die Signalbreite nimmt zu. Ab ca. 30 K sind die Elektronen „frei“ und zeigen die gleiche Temperaturabhängigkeit wie bei der hochdotierten Probe B. Eine Kurvenanpassung im Bereich von $30 \text{ K} < T < 80 \text{ K}$ liefert wieder die für DP-Spinrelaxation typische Proportionalität der Spinrelaxationsrate zu $T^{3/2}$.

Betrachtet wird nun die Spinrelaxation im Fall lokalisierter Elektronen, also das Verhalten der Probe C für Temperaturen unterhalb von 20 K. Der Abstand zwischen zwei Donatoren in der Probe beträgt ca. 70 nm und ist groß gegenüber der Ausdehnung der Elektronen von ca. 10 nm, so dass diese nur schwach untereinander wechselwirken können. Die Spinrelaxation wird in diesem Fall durch die Hyperfeinwechselwirkung dominiert [88]

(siehe Abschnitt 2.2.4). Für eine Abschätzung der sich daraus ergebenden Spinlebenszeit wird analog zu den Berechnungen von Merkulov et al. [28] für lokalisierte Elektronen in Quantenpunkten vorgegangen. In Gleichung 11¹ aus [28] wird anstelle der Anzahl der Atome in einem Quantenpunkt die Anzahl N_L der Atome innerhalb des Lokalisierungsradius des donatorgebundenen Elektrons eingesetzt:

$$\tau_s = \hbar \sqrt{\frac{3N_L}{4 \sum_j I_j (I_j + 1) A_j^2}}. \quad (5.22)$$

Dabei ist I_j der Kernspin des j -ten Atoms in der primitiven Einheitszelle (jeweils $3/2$ für GaAs) und A_j ist die Stärke der Hyperfeinwechselwirkung. Für GaAs geben Merkulov et al. für die Summe $\sum A_j^2$ den Wert $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ meV}^2$ an. Die Anzahl der Kerne $N_L \approx 1,85 \cdot 10^5$ lässt sich über den Bohr-Radius ($a \approx 10 \text{ nm}$) des donatorgebundenen Elektrons und der Gitterkonstante von GaAs ($5,65 \text{ \AA}$) abschätzen. Die so erhaltene Lebenszeit von $3,6 \text{ ns}$ ist deutlich kürzer als die gemessene Spinlebenszeit von $7,1 \text{ ns}$. Aus den Berechnungen von Merkulov et al. ergibt sich weiterhin, dass der Spin von einem Drittel der Elektronen parallel zum lokalen Kernmagnetfeld ausgerichtet ist. Diese Elektronenspins unterliegen damit nicht dem Effekt der Hyperfeinwechselwirkung und ihre Spinpolarisation sollte einige Größenordnungen länger erhalten bleiben. Voraussetzung ist dabei die vollständige Lokalisierung der Elektronen, da eine Bewegung der Elektronen bzw. ein Austausch der Spinpolarisation zwischen zwei Elektronen zu einer Mittelung über verschiedene Kernmagnetfelder führen würde und dadurch die Hyperfeinwechselwirkung wieder wirksam wird. Die langlebige Spinpolarisation wird außerdem durch externe Magnetfelder zerstört, da das Magnetfeld die Ausrichtung der Elektronenspins ändert. In den Spinauspektren wäre die langlebige Spinkomponente als zusätzlicher lor-

¹In der Veröffentlichung von Merkulov et al. ist die Gleichung 11 fehlerhaft abgedruckt. Da sich die Angaben für A_j auf die primitive Einheitszelle beziehen, muss die 16 durch eine 4 ersetzt werden.



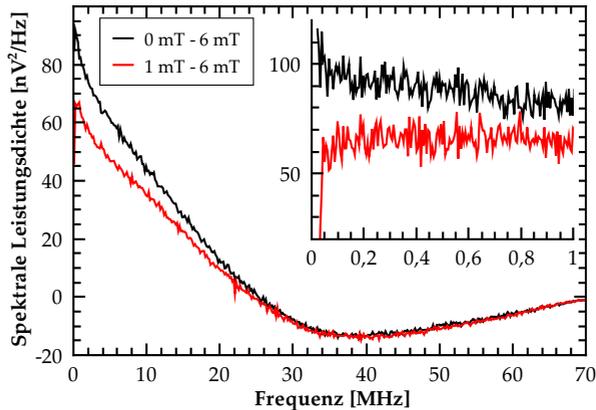


Abbildung 5.14: Hochauflösende Spinrauschmessung an Probe C. Das Inset zeigt den Frequenzbereich unterhalb von einem MHz stark vergrößert. Es ist keine zusätzliche, um die Frequenz Null zentrierte Lorentzkurve zu erkennen, die bei Anlegen eines kleinen externen Magnetfeldes verschwindet.

entzförmiger Peak zu sehen, der um die Frequenz 0 Hz zentriert ist. Die Lorentzkurve wäre aufgrund der langen Lebenszeit nur etwa 100 KHz breit und würde bei Anlegen eines externen Magnetfeldes verschwinden. In Abbildung 5.14 ist eine hochaufgelöste Spinrauschmessung an Probe C bei zwei verschiedenen Magnetfeldern dargestellt. Eine scharfe Spinrauschkurve bei niedrigen Frequenzen ist nicht zu erkennen, die langlebige Spinpolarisationskomponente ist in der Probe nicht vorhanden.

Die gegenüber der Abschätzung lange Spinlebenszeit sowie das Fehlen der langlebigen Spinkomponente zeigen, dass die Elektronenspins trotz Lokalisierung untereinander wechselwirken. Ein Vergleich mit Literaturwerten ergibt eine Diskrepanz zu den hier vorgestellten Messungen. Die

in der Literatur angegebenen Spinlebenszeiten für Proben mit vergleichbarer Dotierung sind deutlich länger und schwanken über einen großen Bereich von 26 ns (Colton et al. [89]) bis ca. 180 ns (Dzhioev et al. [86]). Beide Messungen wurden mithilfe des Hanle-Effekts durchgeführt. Dabei wird der Polarisationsgrad der Photolumineszenz in Abhängigkeit verschiedener externer Magnetfelder gemessen. Für das optische Pumpen der Elektronenspins und für die Messung der Photolumineszenz müssen dabei Elektron-Loch-Paare erzeugt werden. Crooker et al. [90] verglichen in ihrer Veröffentlichung Messungen der Spinlebenszeit über den Hanle-Effekt und über die Spinrauschspektroskopie. Dabei kommen sie zu dem Ergebnis, dass mittels Hanle-Messungen immer längere Lebenszeiten ermittelt werden als über Rauschmessungen. Dies wird auf die unerwünschte Absorption des Lasers in der Probe, verbunden mit der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren, sowie einer Durchflugzeitverbreiterung im Falle nichtlokalisierter Elektronen zurückgeführt. Das erste Argument bezieht sich jedoch auf beide Messmethoden gleichermaßen bzw. trifft aufgrund des zusätzlichen Pump-Laserstrahls stärker auf die Hanle-Methode zu. Eine scheinbare Verkürzung der Spinlebenszeit aufgrund von Durchflugzeiteffekten lässt sich, wie die Messungen in Abschnitt 4.3.2 zeigen, über ausreichend groß gewählte Fokusburchmesser leicht vermeiden. Des Weiteren betreffen Flugzeiteffekte keine Messungen an lokalisierten Elektronen.

Möglicherweise werden die bei Hanle-Messungen für niedrige Dichten gemessenen Spinlebenszeiten durch eine Beeinflussung der Spinkorrelationszeit τ_c systematisch verlängert. Durch die optischen Anregungen wird die Beweglichkeit der Ladungsträger verbessert und τ_c wird verringert. Dies ermöglicht ein effizienteres Mitteln über die lokal unterschiedlichen Kernmagnetfelder und der Einfluss der Hyperfeinwechselwirkung wird reduziert. Der Zusammenhang zwischen der Spinkorrelationszeit und der Spinlebenszeit lässt sich nach Dyakonov und Perel [27] über

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{2}{3} \omega_c^2 \tau_c \quad (5.23)$$

ausdrücken. Dabei ist ω_c die Präzessionsfrequenz der Elektronen im Kern-



magnetfeld ΔB :

$$\omega_c = \frac{g\mu_B\Delta B}{\hbar}. \quad (5.24)$$

Dzhioev et al. [91] geben für ω_c den Wert $\approx 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ an. Damit ergibt sich der Ausdruck

$$\frac{1}{\tau_s} \approx \frac{2}{3} \cdot 4 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-2} \cdot \tau_c. \quad (5.25)$$

Die Abschätzung ergibt für den Tieftemperaturwert von Probe C $\tau_c = 5.28 \text{ ns}$ und ist wie erwartet deutlich länger als der von Dzhioev et al. [86] angegebene Wert von $\approx 0,25 \text{ ns}$ für eine Probe mit $n_D = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Die mit der Hanle-Methode ermittelten längeren Lebenszeiten sind zumindest teilweise auf die optischen Anregungen zurückzuführen.

5.3.4 Spinrelaxation am Metall-Isolator-Übergang

Metallische Leitfähigkeit lässt sich in Halbleitern beobachten, wenn die Elektronenzustände stark ausgedehnt sind und sich überlappen. Absenken der Temperatur schränkt die Beweglichkeit der Elektronen ein und lokalisiert die Elektronen zunehmend an Störstellen, während eine Verringerung der Donorkonzentration die Abstände zweier Elektronen vergrößert. Beides reduziert den Überlapp der Elektronenzustände. Ist die Donorkonzentration klein genug, kann durch Verringern der Temperatur ein Halbleiter mit metallischer Leitfähigkeit zu einem Isolator werden. Das wird Metall-Isolator-Übergang genannt [92]. Die Grenze zur Leitfähigkeit bei $T = 0$ ist durch das Mott-Kriterium

$$N_D^{1/3} \cdot a > 0,25 \dots 0,33 \quad (5.26)$$

gegeben [93, 94, 95]. Für Probe A ergibt sich der Wert 0,28, die Probe liegt an der Grenze zur Leitfähigkeit. Der geometrische Abstand zwischen zwei Donoratomen beträgt ca. 38 nm gegenüber einem Bohr-Radius von 10

nm. Das heißt, bei tiefen Temperaturen sind die Elektronen zu Wechselwirkungen untereinander in der Lage, die Reichweite ist aber begrenzt und die Elektronenwellenfunktion erstreckt sich nicht über das gesamte Probenvolumen. Die Probe weist bei tiefen Temperaturen eine kleine Leitfähigkeit auf, die wahrscheinlich durch Tunnelprozesse der Elektronen von einem Donator zum nächsten verursacht wird. Auf Elektronen, die durch Tunneln von einem Donator zum nächsten „hüpfen“, wirken dabei verschiedene Spinrelaxationsmechanismen, wie z.B. ein DP ähnlicher Mechanismus nach Shklovskii [32, 88] oder der DM-Mechanismus, wie er von Kavokin [31] beschrieben wird (siehe auch Abschnitt 2.2.5). Putikka et al. [96] geben eine einfache Formel zur Abschätzung der Spinrelaxation durch den DM-Mechanismus an:

$$\Gamma_{DM} = 1/\tau_{DM} = \alpha_{DM} N_D \alpha_B^3 f_{DM}(T), \quad (5.27)$$

dabei ist $\alpha_B = 10,6$ nm der Bohr-Radius des donatorgebundenen Elektrons, $\alpha_{DM}(th) = 0,01 \text{ ns}^{-1}$ (berechneter theoretischer Wert) beziehungsweise $\alpha_{DM}(exp) = 0,03 \text{ ns}^{-1}$ (experimentell ermittelter Wert) ist eine konstante Relaxationsrate und $f_{DM}(T) \approx 32$ für $T = 5$ K ist eine schwach von der Temperatur abhängende Funktion. Daraus berechnet sich für Probe A bei 5 K eine Spinrelaxationszeit im Bereich von $\tau_{DM}(th) \approx 150$ ns und $\tau_{DM}(exp) \approx 485$ ns, was gut mit dem Messwert von 267 ns übereinstimmt. Der Tieftemperaturwert von Probe A ist mit $\tau_s = 267$ ns eine der längsten an Volumen-GaAs gemessenen Spinlebenszeiten und stimmt gut mit Experimenten an ähnlichen Proben von Dzhioev et al. [91] und Furriss et al. [97] überein.

Die Temperaturabhängigkeit der Spinrelaxationsrate ist für Mechanismen, die im Bereich des „hopping“-Transports wirken, proportional zu der elektrischen Leitfähigkeit und lässt sich über die Formel

$$\Gamma_s = \Gamma_0 \exp(-(T_0/T)^{1/2}) + \Gamma_m \quad (5.28)$$

beschreiben. Γ_m ist dabei der durch eine geringe verbliebene metallische Leitfähigkeit verursachte Anteil an der Relaxationsrate. Abbildung 5.15



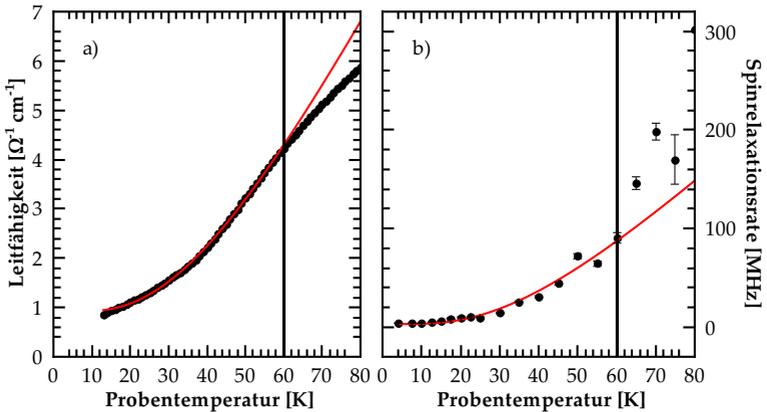


Abbildung 5.15: Vergleich zwischen der Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit (a) und der Spinrelaxationsrate (b) für $T < 60$ K. Für die rot eingezeichneten Ausgleichskurven ist der Parameter T_0 gleich.

zeigt eine Kurvenanpassung von Formel 5.28 an die Messdaten zur Spinrelaxation und der Leitfähigkeit. Der Parameter T_0 ist in beiden Fällen gleich und bestätigt den Zusammenhang zwischen Spinlebenszeit und Leitfähigkeit für Temperaturen unterhalb von ca. 60 K.

Wird die Probentemperatur weiter erhöht, kommt es zunehmend zur Delokalisierung der Elektronen. Ab ca. 60 K lässt sich die Spinrelaxation nicht mehr über den DM-Mechanismus beschreiben. Die bei hohen Temperaturen freien Elektronen unterliegen der Impulsstreuung an ionisierten Störstellen und ihr Spin relaxiert, wie schon für Probe B beschrieben, nach dem DP-Mechanismus. Wie aus den in Abbildung 5.13 dargestellten Messdaten ersichtlich, unterscheidet sich jedoch die Temperaturabhängigkeit der Probe A von der der Probe B. Die Spinrelaxation der niedriger dotierten Probe wächst schneller mit der Temperatur und wird ab ca. 70 K

stärker als bei der Probe mit höherer Donatorkonzentration. Um den Zusammenhang zwischen der Temperaturabhängigkeit und der Impulsstreurate zu untermauern, wird mit dem Brooks-Herring-Ansatz [98, 99] die Impulsstreuung für die Proben A und B abgeschätzt. Die Rechnung bestätigt qualitativ den Verlauf der Temperaturabhängigkeit und das Überkreuzen der Spinrelaxationszeiten der beiden Proben bei ca. 70 K.

5.4 Zusammenfassung

Mithilfe der Spinrauschspektroskopie wurden Halbleitereigenschaften wie der Elektron-g-Faktor und die Spinlebenszeit von verschiedenen GaAs Volumenmaterialproben sowie einer GaAs Quantenfilmprobe gemessen. Die Spinlebenszeit der Volumenmaterialproben wurde dabei über einen weiten Temperaturbereich (von 4 K bis 80 K) und für Donatorkonzentrationen zwischen $n_D = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $n_D = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ gemessen. Dabei konnte das Verhalten von lokalisierten und freien Elektronen sowie die Spinrelaxation in der Nähe des Metall-Isolator-Übergangs untersucht werden. Wie aus der Literatur [86] bekannt, zeigt die Probe A mit einer Konzentration am Metall-Isolator-Übergang bei $T = 4 \text{ K}$ mit $\tau_s = 267 \text{ ns}$ gegenüber den anderen Proben (Probe B: $\tau_s = 34 \text{ ns}$; Probe C: $\tau_s = 7 \text{ ns}$) die längste Spinlebenszeit. Dies gilt nicht für den gesamten beobachteten Temperaturbereich. Bei einer Probentemperatur von 70 K kreuzen sich die Spinlebenszeiten der Proben A und B und bei noch höheren Temperaturen zeigt die höchstdotierte Probe die längste Spinlebenszeit.

Die Spinlebenszeiten und deren Temperaturabhängigkeiten lassen sich auf bekannte Mechanismen zurückführen, auch wenn eine exakte quantitative Beschreibung durch die Theorie aufgrund der Vielfalt der Mechanismen und der Unsicherheit einiger Parameter noch nicht möglich ist. Bei hohen Temperaturen leistet der DP-Mechanismus den Hauptbeitrag zur Spinrelaxation für alle untersuchten Volumenmaterialproben. Unterhalb einer Temperatur von 30 K dominiert bei der schwach dotierten Probe C die



Hyperfeinwechselwirkung. Im Bereich unterhalb von 60 K ist die Spinrelaxationsrate von Probe A an die Leitfähigkeit gekoppelt.

Im Vergleich zu Hanle-Messungen werden mit der Spinrauschspektroskopie bei niedrig dotierten Proben kürzere und für Donatorkonzentrationen oberhalb des Metall-Isolator-Übergangs längere Spinlebenszeiten ermittelt. Beides wird von optisch angeregten Ladungsträgern verursacht, die sich bei Hanle-Messungen nicht vermeiden lassen.

Der Elektron-g-Faktor lässt sich ebenfalls mit der Spinrauschspektroskopie messen. Die Präzision der Messung ist dabei hauptsächlich durch die Eichung des verwendeten Magnetfeldes bestimmt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen stimmen gut mit Literaturwerten überein.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte einfache Lorentzoszillatormodell für die Abschätzung der Spinrauschleistung wurde mit experimentell ermittelten Werten verglichen. Das Modell beschreibt im Temperaturbereich unterhalb von 50 K den qualitativen Verlauf der Temperaturabhängigkeit sehr gut. Bei höheren Temperaturen sind einige Vereinfachungen im Modell wie z.B. die Beschränkung auf einen Lorentzoszillator nicht mehr zutreffend. Die gute Übereinstimmung der Wellenlängenabhängigkeit zwischen Experiment und Modell bestätigt die Annahmen bezüglich der Lage der Fermienergie und der Bandstruktur. Das Modell ist somit gut geeignet, um die erwartete Rauschleistung einer Probe in Abhängigkeit von Temperatur und Laserwellenlänge abzuschätzen.

Tiefenaufgelöste Messungen an Volumen-GaAs

Halbleiter werden aufgrund ihrer leicht einstellbaren Ladungsträgerkonzentration häufig als Material für elektronische Bauelemente verwendet. Durch die gezielte Zugabe geringer Mengen von Verunreinigungen (Dotieren) werden je nach verwendetem Element Elektronen in das Material eingebracht oder eingefangen. Elemente, die Elektronen bereitstellen, werden als Donatoren bezeichnet, solche die Elektronen einfangen, werden Akzeptoren genannt. Durch das Dotieren kann neben der Konzentration der Ladungsträger auch bestimmt werden, ob die elektrische Leitfähigkeit durch die Elektronen (n-leitend) oder durch Löcher (p-leitend) erfolgt. In Halbleiterbauelementen wird die Funktionalität durch geschicktes Kombinieren von n- und p-leitenden Bereichen erzielt.

In zukünftigen Anwendungen wird aufgrund der zunehmenden Miniarisierung die exakte Kenntnis über die Konzentration der Dotieratome immer wichtiger und sogar die statistische Verteilung der Atome kann auf kleinen Längenskalen entscheidend sein. In stark verdünnten Systemen

sind einzelne Donatoratome auch als Qubits für Quantencomputer interessant [100, 101].

Die Standardmethode zur Messung der Ladungsträgerkonzentration und damit zur Bestimmung der Dotierung sind Vierpunkt-Leitfähigkeitsmessungen, wie die van der Pauw-Methode [102, 103]. Dabei wird jedoch von einer homogenen Dotierung in der Probe ausgegangen. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, kommt es zu einem Fehler in der Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration, der bei ungünstiger Platzierung der Kontakte sogar zu einer fehlerhaften Bestimmung von p- oder n-Typ-Leitfähigkeit führen kann [104]. Wird eine ortsaufgelöste Methode benötigt, erreichen Rastersondenmikroskopie-Methoden gute Resultate. Untersuchungen von Dotieratomen, die sich nicht in der Nähe der Oberfläche befinden, sind jedoch nicht möglich. Eine gute Auflösung, auch in der Tiefe, und Elementbestimmung ist mit der Sekundärionenmassenspektroskopie möglich [105]. Dabei wird die Probe mit einem Ionenstrahl beschossen und die herausgeschlagenen Atome werden mit einem Massenspektrometer untersucht.

Keine der etablierten Messmethoden ist in der Lage, die Dotierkonzentration zerstörungsfrei mit hoher räumlicher Auflösung zu messen. Im Folgenden wird beschrieben, wie sich die Spinrauschspektroskopie zur zerstörungsfreien, räumlich aufgelösten Bestimmung der Donatorkonzentration einsetzen lässt.

6.1 Tiefenauflösung

Für die Messungen kommt der in Abschnitt 3.1 beschriebene Spinrauschaufbau mit der 3D-Positioniereinheit zum Einsatz. Als Fokussierlinse wird eine kurzbrennweitige asphärische Linse verwendet, um die starke Abhängigkeit der Spinrauschleistung von der Größe des untersuchten Systems auszunutzen. Die Stärke der Fluktuation ist für den Fall von N unabhängiger Teilchen gegeben durch \sqrt{N}/N (Poisson-Statistik). Ein kleineres Sys-

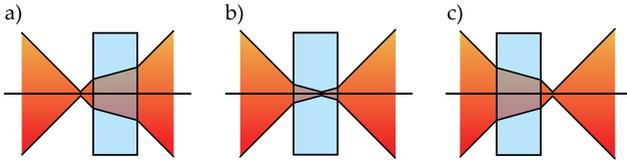


Abbildung 6.1: Eine Probe wird relativ zum Laserstrahl bewegt. Die höhere optische Dichte der Probe bewirkt eine Vergrößerung der Rayleigh-Länge.

tem weist dabei größere relative Fluktuationen auf. Die Größe des beobachteten Systems lässt sich durch die vom Laser beleuchtete Fläche einstellen. Dieses Skalierungsverhalten kann für eine tiefenaufgelöste Untersuchung von Proben ausgenutzt werden.

Dazu wird der Laserstrahl stark fokussiert und die Probe relativ zum Fokus bewegt, wie in Abbildung 6.1 gezeigt. Eine dreidimensionale Abbildung der Dotierkonzentration kann durch Verschieben des Laserfokus in der Ebene und in der Tiefe aufgenommen werden. Die Auflösung wird dabei in erster Näherung durch den Radius und die Rayleigh-Länge des Laserfokus beschränkt, die in diesem Experiment jeweils $1,5 \mu\text{m}$ und $8,5 \mu\text{m}$ betragen. Da die Rayleigh-Länge für realistische Strahldurchmesser größer als der Laserfokus ist, sind genaue tiefenaufgelöste Messungen schwieriger als laterale Messungen. Die integrierte Spinrauschleistung P_I skaliert mit $1/A$, wobei A die beleuchtete Fläche ist. Unter der Annahme eines gaußförmigen Strahlprofils lässt sich die erwartete Rauschleistung über

$$\begin{aligned}
 P_I(x_0) &= C \int_0^d dx \left[\sqrt{\lambda \left(z_0 + \frac{(x - nx_0)^2}{z_0} \right)} \right]^{-2} \\
 &= \frac{Cn}{\lambda} \left[-\arctan\left(\frac{x_0}{z_0}\right) + \arctan\left(\frac{nx_0 - d}{nz_0}\right) \right] \quad (6.1)
 \end{aligned}$$

berechnen. Dabei bezeichnet z_0 die Rayleigh-Länge, C ist eine Konstante



und x_0 ist die Position des Laserfokus relativ zu der Probe, die in dem Koordinatensystem im Bereich zwischen $x = 0$ und $x = d$ liegt. Der Brechungsindex n des zu untersuchenden Halbleiters verlängert dabei die Rayleigh-Länge, wie in Abbildung 6.1 dargestellt.

6.2 Bestimmung der Donatorkonzentration

Alle von der Spinrauschspektroskopie detektierten Messgrößen (Rauschleistung, Elektron-g-Faktor, Spinlebenszeit) sind abhängig von der Konzentration der Dotieratome in der Probe. Die Zugabe der Dotieratome verändert die Bandstruktur und die Anzahl der vorhandenen Elektronen und Störstellen im Halbleiter. Auch die Fermienergie wird davon beeinflusst. Liegt sie bei einem intrinsischen (undotierten) Halbleiter für $T = 0$ in der Mitte der Bandlücke, wird sie durch die Erhöhung der Elektronenkonzentration immer weiter angehoben und kann bei ausreichend hohen Konzentrationen auch innerhalb des Leitungsbandes zu liegen kommen. Im Folgenden wird kurz beschrieben, wie sich diese Einflüsse auf die über die Spinrauschspektroskopie messbaren Größen auswirken.

Elektron-g-Faktor

Der g-Faktor ist im Fall delocalisierter Elektronen direkt abhängig von der energetischen Position der Elektronen im Leitungsband und skaliert für kleine Energien E näherungsweise mit $g^*(E) = g^* + 6,3 \text{ eV}^{-1} \cdot E$ [81, 82]. Die Elektronen besetzen die Zustände im Leitungsband gemäß der Fermi-Verteilung, die von der Fermienergie abhängig ist. Zum Spinrauschsignal können aufgrund des Pauliprinzipis nur die Elektronen beitragen, die sich in einem Bereich von $k_B T$ um die Fermikante befinden. Wird die Elektronenkonzentration und damit die Fermienergie geändert, verschieben sich die Energien der Elektronen im Band und es kommt zu einer Änderung des beobachteten g-Faktors.

Spinlebenszeit

Die Spinlebenszeit ist stark abhängig von der Konzentration der Elektronen und Störstellen in der Probe. Der Dyakonov-Perel-Mechanismus z.B. beruht auf der Impulsstreuung, die von der Anzahl der Streuzentren und der Energie der Elektronen abhängig ist. Je nach Konzentration von Elektronen und Störstellen im Halbleiter werden andere Spinrelaxationsmechanismen wirksam. Mithilfe der Spinrauschspektroskopie bestimmte Spinlebenszeiten in verschiedenen GaAs-Proben in Abhängigkeit der Temperatur werden in Abschnitt 5.3 vorgestellt. Eine Zusammenstellung von Literaturwerten der Tieftemperatur-Spinlebenszeit in GaAs ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

Spinrauschleistung

Die Stärke des gemessenen Spinrauschsignals wird durch die relative Stärke der Spinfluktuationen bestimmt. Die relativen Fluktuationen folgen im idealisierten Fall unabhängiger Elektronen der Poissonstatistik, für höhere Konzentrationen kommt es jedoch, wie in Abschnitt 5.1.1 beschrieben, zu Abweichungen von diesem Verhalten.

6.3 Messungen an einzelnen Proben

Für eine hohe räumliche Auflösung wird ein kleiner Laserspot benötigt und die Wellenlänge und Leistung des Lasers müssen so gewählt werden, dass ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis vorhanden ist. Um die optimalen Messbedingungen zu ermitteln, wird eine einzelne Probe mit der tiefaufgelösten Spinrauschspektroskopie abgetastet.

Bei den Messungen werden für jede Position des Laserfokus relativ zu der Probe vier Spektren aufgenommen, bei denen jeweils das Magnetfeld und die Verzögerung des LCR variiert wird. Anschließend wird die Probe um $5 \mu\text{m}$ weiterbewegt. Die in Abbildung 6.3 dargestellte Messung wur-



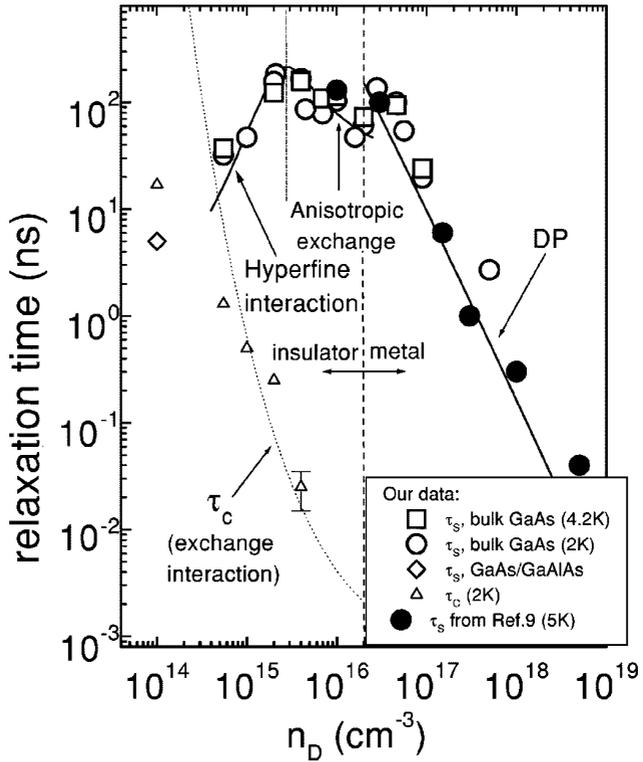


Abbildung 6.2: Messdaten zur Spinlebenszeit in GaAs bei tiefen Temperaturen, zusammengestellt von Dzhioev et al. [86].

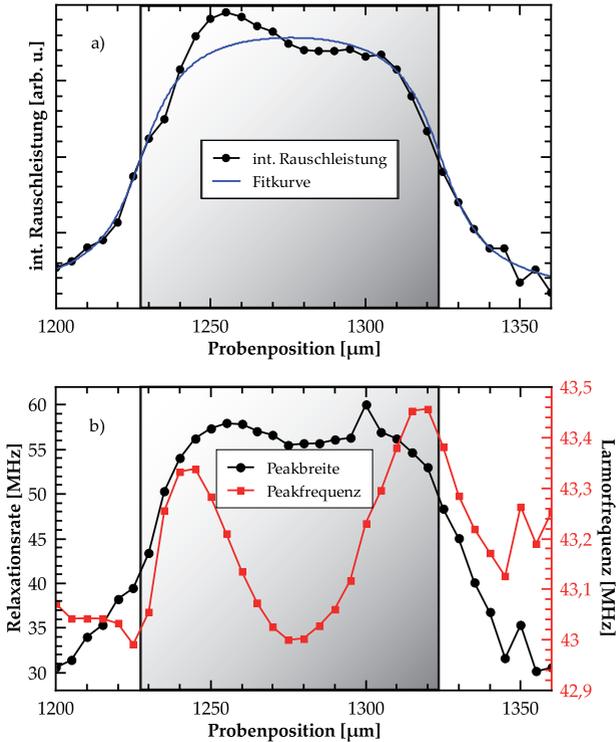


Abbildung 6.3: Ergebnis der tiefenaufgelösten Messung an der GaAs-Volumenmaterialprobe mit $n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Temperatur von 20 K und 830 nm Laserwellenlänge. Der grau markierte Bereich gibt die berechnete Lage der Probe an. Bild (a) zeigt die ermittelte integrierte Spinrauschleistung an jeder Probenposition. Die blaue Kurve ist das Ergebnis einer Kurvenanpassung mit Formel 6.1. In Bild (b) sind die aus dem Spinrauschsignal ermittelten Spinrelaxationsraten und Larmorfrequenzen aufgetragen. Die Probe erscheint um den Faktor n gestaucht.



de mit dem in diesem Aufbau kleinstmöglichen Fokusbereich von $3\ \mu\text{m}$ und einer dicht an der Bandkante liegenden Laserwellenlänge von $830\ \text{nm}$ aufgenommen. Die Messkurven zeigen deutliche Änderungen der gemessenen Größen abhängig von der Fokusposition relativ zur Probe. Die erreichte Auflösung von $63\ \mu\text{m}$ wird durch die Rayleigh-Länge ($2 \cdot 11\ \mu\text{m}$) und den Brechungsindex n von GaAs begrenzt. Für die Auswertung wird der von Aspnes und Studna ermittelte Raumtemperaturwert von $n \approx 3,7$ für Nahinfrarotlicht [60] verwendet. Dieser Wert ist zum einen konsistent mit der in Abbildung 6.3 gezeigten Messung, bei der die Dicke der Probe bekannt ist, zum anderen wurde die ebenfalls von Aspnes und Studna gemessene Dielektrizitätskonstante für die Modellierung der Spinrauschleistung (siehe Abschnitt 5.1.1) benutzt. Die Nutzung der Raumtemperaturmesswerte ist möglich, da der Brechungsindex nur eine sehr geringe Abhängigkeit von der Temperatur aufweist. So ergibt sich nach dem von Gehrsitz et al. [106] vorgestellten empirischen Modell ein Wert von $n = 3,608$ bei Raumtemperatur und von $n = 3,604$ bei $20\ \text{K}$. Der berechnete Wert stimmt auch gut mit dem von Kisting et al. [107] gemessenen Wert von $n = 3,615$ für $\lambda = 826,6\ \text{nm}$ und $T = 40\ \text{K}$ überein. Gehrsitz et al. diskutieren des Weiteren die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge, die in den oben angegebenen Werten bereits berücksichtigt ist, und von der Dotierung des Halbleiters. Bei Dotierungen unter $n_D = 1 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ beträgt die Änderung weniger als $1 \cdot 10^{-4}$.

Zu Beginn der Messung liegt der Laserfokus außerhalb der Probe. Mit jedem Messschritt bewegt sich der Fokus weiter nach rechts. Die Position der Probe ist durch den grauen Bereich gekennzeichnet. Bei Position $1227\ \mu\text{m}$ tritt der Laserfokus in die Probe ein. Bis zu diesem Punkt verhält sich die Spinrauschleistung wie erwartet (siehe blaue Kurve), die Spinlebenszeit verschlechtert sich jedoch deutlich. Dieser Effekt wurde bereits in Abschnitt 4.3.2 gezeigt und ist auf den kleinen Laserfokus und die kurze Laserwellenlänge zurückzuführen. Durch die hohe Lichtintensität können mit geringer Wahrscheinlichkeit Elektron-Loch-Paare erzeugt werden, obwohl die Laserenergie unterhalb der Bandkante liegt. Durch den kleinen

Laserfokus kann es zudem aufgrund der Spindiffusion zu einer Flugzeitverbreiterung der Spektren kommen. Beide Effekte führen zu einer deutlich verkürzten effektiven Spinlebenszeit. Wird der Laserfokus nun weiter in die Probe hinein bewegt, steigt der Elektron-g-Faktor deutlich an, und fällt im Zentrum der Probe zunächst wieder ab, um an der zweiten Oberfläche der Probe wieder anzusteigen. Im Zentrum der Probe kommt es dabei auch zu einem Einbruch der gemessenen Spinrauschleistung. Nachdem der Laserspot die Probe wieder verlassen hat, folgt die Spinrauschleistung wieder der erwarteten Kurve und der Elektron-g-Faktor sowie die Spinlebenszeit erreichen wieder fast ihren Anfangswert, ein deutlicher Unterschied zur anfänglich gemessenen Lebenszeit verbleibt aber.

Die Änderung des Betrags des Elektron-g-Faktors sowie der Einbruch der Spinrauschleistung in der Mitte der Probe deuten auf eine an den Oberflächen der Probe verringerte Elektronenkonzentration hin. Die reduzierte Elektronenkonzentration ist auf einen sehr schmalen Bereich an den Oberflächen beschränkt, da die Breite der beobachteten Struktur der Tiefenaufösung entspricht. An der Oberfläche von Halbleitern kann es an der Oberfläche zu einer Verschiebung des elektrischen Potentials kommen, wodurch eine Raumladungszone entsteht. Liegt das Potential an der Oberfläche über dem im Zentrum des Halbleiters, kommt es zu einer Elektronenverarmung an der Oberfläche und die Ladungsträgerdichte in der Raumladungszone wird reduziert. Um die Größe d der Zone grob abzuschätzen, wird die Grenzfläche zum Vakuum wie ein Schottky-Kontakt (siehe z.B. Ibach - Lüth Kap. 12 [108]) betrachtet:

$$d = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0 V_D}{en_D} \right)^{1/2}. \quad (6.2)$$

Da das Fermilevel an der Oberfläche ungefähr in der Mitte der Bandlücke liegt, wird $E_g/2$ für die Diffusionsspannung V_D eingesetzt. Für Probe A ergibt sich daraus eine Raumladungszone der Dicke $d \sim 0,25 \mu\text{m}$. Der Unterschied in der gemessenen Spinlebenszeit zwischen den beiden Probenoberflächen weist auf einen zweiten Effekt hin. Durch die im Abschnitt



4.4.1 durchgeführten Langzeitmessungen kann gezeigt werden, dass dieser Effekt lichtinduziert ist und auf dem Umladen von Elektronen in metastabile Zustände von tiefen Störstellen basiert.

Die Testmessung hat die bei der Messung auftretenden Störeinflüsse gut demonstriert. Um diese zu vermeiden, werden die folgenden Messungen bei längeren Wellenlängen und einer höheren Proben temperatur durchgeführt. Die größere Wellenlänge soll die Wahrscheinlichkeit, mit der Anregungen in der Probe erfolgen, reduzieren, während die höhere Proben temperatur den an Oberflächenstörstellen eingefangenen Elektronen durch eine höhere Leitfähigkeit die Rückkehr zu den Donatoratomen ermöglichen soll. Die Größe des Laserspots wird nicht geändert, um die hohe räumliche Auflösung zu erhalten.

6.4 Messung an einem Probenstapel

Die Leistungsfähigkeit der Spinrauschspektroskopie zur tiefenaufgelösten Bestimmung der Dotierungskonzentration wird an einer Probe mit zwei unterschiedlich dotierten Schichten demonstriert. Die Probe wird durch das Stapeln zweier Wafer gebildet und weist dadurch einen exakt bekannten sprunghaften Verlauf der Dotierkonzentration auf. Die über Hallmessungen ermittelten (A) bzw. den Datenblättern entnommenen (B) Dotierkonzentrationen der Wafer sind $n_D^A = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $n_D^B = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Die Schichten haben eine Dicke von $d^A = 341 \mu\text{m} \pm 10 \mu\text{m}$ bzw. $d^B = 373 \mu\text{m} \pm 10 \mu\text{m}$. Die Dicken wurden mechanisch mit einer Messuhr ermittelt. Die Messung wird bei einer Proben temperatur von 45 K und einer Laserwellenlänge $\lambda = 840 \text{ nm}$ durchgeführt. Ein Hilfsmagnetfeld wird in dieser Messung nicht verwendet.

Die Proben wurden nach sorgfältiger Reinigung direkt aufeinandergelegt und im Probenhalter festgeklemmt. Ein Waferbonding [109], bei dem die Oberflächen ohne Verkleben durch Van-der-Waals-Kräfte aneinanderhaften, wurde versucht, die Proben hafteten aber nur schlecht aufeinander,

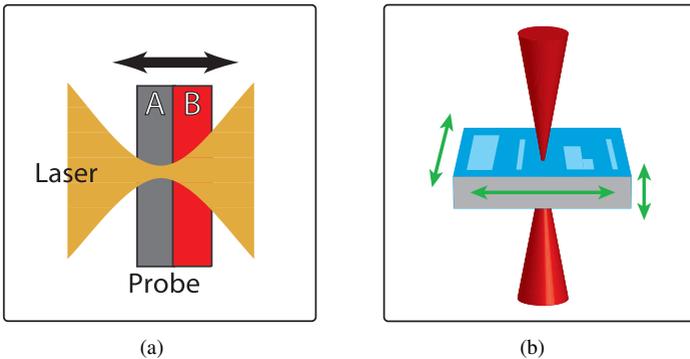


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung der räumlich aufgelösten Spinrauschmessung. Das Spinrauschsignal wird hauptsächlich im Bereich des Laserfokus generiert. Bild (a) zeigt das Rastern einer Probe mit einem stufenförmigen Verlauf der Dotierungskonzentration. Bild (b) zeigt das Abtasten einer lateralen Struktur, die z.B. mittels Ionenstrahlimplantation erzeugt werden kann.

da nur bei Probe A die Oberflächenqualität ausreichend gut war.

Die Probe wird, wie in Abbildung 6.4(a) gezeigt, relativ zum Laserstrahl bewegt. An jeder Position wird je ein Rauschspektrum für $\lambda/2$ und $\lambda/4$ Verzögerung am LCR aufgenommen. Nach dem Speichern der Spektren wird die Probe $5\ \mu\text{m}$ relativ zum Laserfokus bewegt. Für jede gemessene Fokusposition wird die Gesamtrauschleistung über die stark unterschiedlichen Spinlebenszeiten mithilfe einer Kurvenanpassung der jeweiligen Schicht zugeordnet. Dabei wird angenommen, dass in dem Probenstapel nur zwei verschiedene Konzentrationen vorhanden sind. Abbildung 6.5 zeigt ein Spinrauschdifferenzspektrum, welches mit dem Fokus in der Mitte des Probenstapels aufgenommen wurde. Die über die Kurvenanpassung ermittelten Rauschleistungen der einzelnen Schichten sind ebenfalls eingezeichnet.



Abbildung 6.6 zeigt die ermittelten Rauschleistungen für alle Messpunkte. Die Abszissenachse wurde in der Abbildung mit dem Brechungsindex skaliert. Über die Kurvenanpassung mit Gleichung 6.1 werden anschließend die Positionen der Probenoberflächen ermittelt. Der über das Spinrauschsignal ermittelte Abstand der beiden Probenmittelpunkte entspricht mit $356 \pm 10 \mu\text{m}$ der mechanisch gemessenen Größe. Für die Dicken der Schichten wurden $d^A = 309 \mu\text{m} \pm 42 \mu\text{m}$ und $d^B = 404 \mu\text{m} \pm 29 \mu\text{m}$ bestimmt. Die gute Übereinstimmung der gemessenen Probengeometrie mit den vorher mechanisch gemessenen Werten zeigt, dass die Kurvenanpassung die Rauschleistungen korrekt den einzelnen Probenschichten zuordnen konnte. Die gemessenen Spinlebenszeiten für die beiden Schichten betragen $\tau_S^A = 13,6 \pm 0,8 \text{ ns}$ bzw. $\tau_S^B = 10,0 \pm 0,9 \text{ ns}$ und sind konsistent mit Messungen an den einzelnen Proben unter ähnlichen Bedingungen.

Für Messungen an unbekanntem Probensystemen muss die hier gemachte Annahme von lediglich zwei diskreten Konzentrationen aufgegeben werden. Stattdessen muss zu jeder Tiefe die Rauschleistung und Spinlebenszeit gemessen werden, die jeweils ein Mittel über alle in der Rayleigh-Länge liegenden Dotierkonzentrationen darstellen. Als letzter Schritt in der Auswertung erfolgt die Zuordnung der gemessenen Rauschleistung und Lebenszeiten zu einer Dotierkonzentration mittels der oben beschriebenen Zusammenhänge. Werden, da es in der Literatur keine Referenzdaten für höhere Temperaturen gibt, für die Zuordnung der Spinlebenszeit die Tieftemperaturwerte von Dzhioev et al. [86] benutzt, beträgt der Fehler in der Bestimmung der Dotierung ca. 5%.

6.5 Zusammenfassung und Ausblick

Die Möglichkeit einer zerstörungsfreien, räumlich aufgelösten Messung von Elektroneneigenschaften und damit indirekt der Dotierkonzentration eines direkten Halbleiters konnte erfolgreich demonstriert werden.

Die erreichbare laterale Auflösung ist direkt durch die Größe des La-

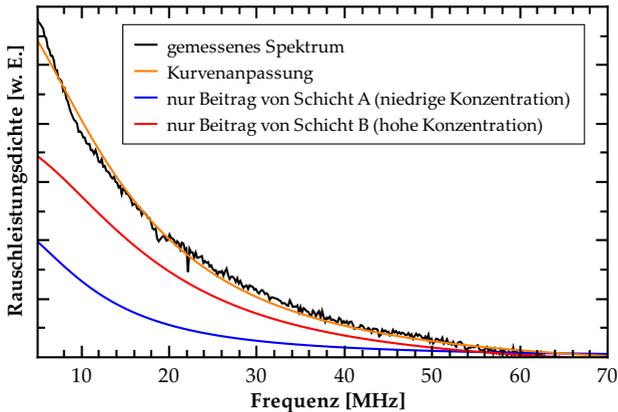


Abbildung 6.5: Spinrausch-Differenzspektrum gemessen in der Mitte des Probenstapels. Über eine Kurvenanpassung wurde die Rauschleistung den beiden Schichten zugeordnet und in der Abbildung einzeln dargestellt.

serfokus gegeben und liegt damit im Bereich der Lichtwellenlänge. Die Tiefenauflösung wird durch die Rayleigh-Länge bestimmt, die im Halbleitermaterial durch die hohe optische Dichte erheblich verlängert wird. Eine Steigerung der erzielten Tiefenauflösung wäre mit einer Immersionslinse (eine Halbkugellinse, die direkt auf die Probe aufgesetzt wird) möglich, wie in Abbildung 6.7 skizziert. Die Probe kann in dem vorgestellten Aufbau mit einer Auflösung von 100 nm (Reproduzierbarkeit ca. 1 μm) relativ zum Laser bewegt werden. Wird die Probe in sehr feinen Schritten abgescannt, kann bei der Auswertung die Auflösung verbessert werden. Fortgeschrittene Datenverarbeitungstechniken wie die Maximale-Entropie-Methode (MEM) [110] werden z.B. in der Astronomie [111] sehr erfolgreich angewendet, um Bildauflösungen zu ermöglichen, die weit über der



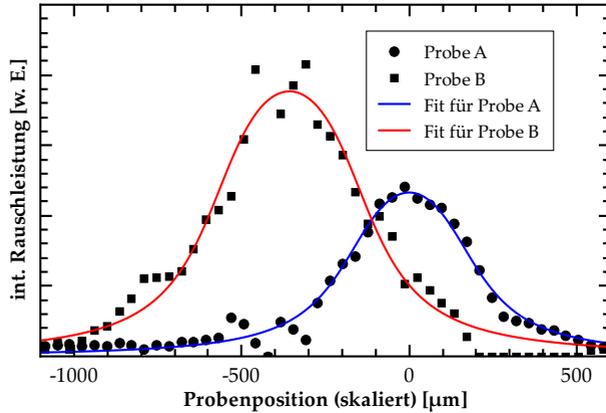


Abbildung 6.6: Tiefenaufgelöste Spinrauschmessung am Probenstapel mit zwei unterschiedlich dotierten Schichten. Die Probe wurde relativ zum Laserfokus verschoben und an jeder Position wurde ein Spinrauschspektrum aufgenommen. Bei der Datenauswertung wird durch Kurvenanpassung die Rauschleistung den einzelnen Schichten zugeordnet. Das Bild zeigt die für jede Probenschicht gemessene Rauschleistung in Abhängigkeit der Position des Laserfokus. Das Koordinatensystem wurde mit dem Brechungsindex skaliert und der Ursprung wurde in den Mittelpunkt der Probe A gelegt.

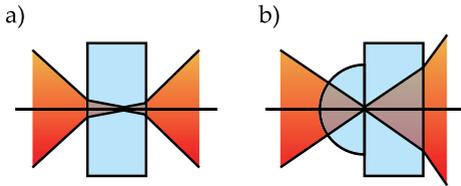


Abbildung 6.7: Strahlengang ohne und mit Verwendung einer Immersionslinse. Durch die zusätzliche Linse lässt sich die Vergrößerung der Rayleigh-Länge verhindern und in einer bestimmten Tiefe die Auflösung steigern.

rein optischen Auflösung liegen. Mithilfe der MEM wäre ebenfalls eine deutliche Steigerung der Messauflösung denkbar.

Für einen erfolgreichen Einsatz der Messmethode in der Industrie ist die bisher notwendige Kühlung der Proben mit flüssigem Helium zu teuer. Im Rahmen dieser Arbeit wurden jedoch bereits Messungen bei 80 K demonstriert, die sich preiswert mit flüssigem Stickstoff erreichen lassen. Fortschritte in der Spektrumanalyse, wie z.B. Digitalisiererkarten mit höherer Bandbreite, werden diese Grenze weiter nach oben verschieben.



Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Spinrauschspektroskopie als Messmethode detailliert untersucht, für Messungen von wichtigen Elektroneneigenschaften verwendet und zuletzt um die Möglichkeit räumlich aufgelöster Messungen erweitert.

In den ersten Abschnitten der Arbeit wurde ein kurzer Überblick über die Grundlagen der Spinrauschspektroskopie gegeben und der Messaufbau vorgestellt. Verbesserungen, die im Laufe der Arbeit vorgenommen wurden, führten zu immer besseren Signal-Rausch-Verhältnissen und ermöglichten so die Messung schwacher Signale wie z.B. das einer Quantenfilmprobe. Der größte Fortschritt konnte auf dem Gebiet der Spektrumanalyse erzielt werden, indem anstelle der herkömmlichen Spektrumanalysatoren ein selbst entwickelter Echtzeit-FFT-Analysator zum Einsatz kam.

Da die Spinrauschspektroskopie in Halbleitern eine neue Methode ist, wurde der Einfluss verschiedener Messparameter wie Laserintensität, Fokusbildmesser, Wellenlänge und Messdauer auf die Ergebnisse der Spinrauschspektroskopie untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass hohe Leis-

tungsdichten (z.B. durch einen kleinen Fokusbereich oder hohe Laserleistung) das Messergebnis verfälschen können. Die beobachtete Spinlebenszeit nimmt bei Erhöhung der Leistungsdichte deutlich ab. Wird die Spinrauschspektroskopie für Messungen an freien Elektronen eingesetzt, muss die Bewegung der Elektronen berücksichtigt werden. Diese können das untersuchte Probenvolumen durch Diffusion verlassen und dadurch bei einem falsch bemessenen Fokusbereich die beobachtete Spinlebenszeit verkürzen. In Zukunft könnte dieser Effekt ausgenutzt werden, um Ladungsträgerdiffusion in Halbleitern zu untersuchen. Ein weiterer Effekt wird durch die dauerhafte Beleuchtung der Probe hervorgerufen. Mit der Zeit steigt der Betrag des Elektron-g-Faktors an, während die Spinrauschleistung reduziert wird. Nach einigen Stunden wird ein stationärer Zustand erreicht und die Messwerte ändern sich nicht mehr. Die Veränderung in der Probe weisen auf eine Verringerung der Elektronenkonzentration im beleuchteten Bereich der Probe hin. Diese wird auf das Umladen der Elektronen in metastabile Zustände, z.B. von der EL2-Störstelle, zurückgeführt. Einfluss von Kernmagnetfeldern konnte nur bei Beleuchtung der Probe mit elliptisch polarisiertem Licht nachgewiesen werden. Der Kernspineinfluss ist dabei so gering, dass er bei den Spinrauschmessungen vernachlässigt werden kann. Durch den Einsatz von schaltbaren Polarisationsoptiken, wie z.B. einem Flüssigkristallverzögerer, können Messungen ohne den Einsatz eines externen Magnetfeldes durchgeführt werden. Der sehr geringe Kernspineinfluss wird dadurch weiter reduziert.

Mithilfe der Spinrauschspektroskopie wurden Halbleitereigenschaften wie der Elektron-g-Faktor und die Spinlebenszeit von verschiedenen GaAs Volumenmaterialproben sowie einer GaAs Quantenfilmprobe gemessen. Die Spinlebenszeit der Volumenmaterialproben wurde dabei über einen weiten Temperaturbereich (von 4 K bis 80 K) und für Donatorkonzentrationen zwischen $n_D = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $n_D = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ gemessen. Dabei konnte das Verhalten von lokalisierten und freien Elektronen sowie die Spinrelaxation in der Nähe des Metall-Isolator-Übergangs untersucht werden. Wie aus der Literatur [86] bekannt, zeigt die Probe A mit einer

Konzentration am Metall-Isolator-Übergang bei $T = 4$ K mit $\tau_s = 267$ ns gegenüber den anderen Proben (Probe B: $\tau_s = 34$ ns; Probe C: $\tau_s = 7$ ns) die längste Spinlebenszeit. Dies gilt nicht für den gesamten beobachteten Temperaturbereich. Bei einer Probentemperatur von 70 K kreuzen sich die Spinlebenszeiten der Proben A und B und bei noch höheren Temperaturen zeigt die höchstdotierte Probe die längste Spinlebenszeit.

Die Spinlebenszeiten und deren Temperaturabhängigkeiten lassen sich auf bekannte Mechanismen zurückführen, auch wenn eine exakte quantitative Beschreibung durch die Theorie aufgrund der Vielfalt der Mechanismen und der Unsicherheit einiger Parameter noch nicht möglich ist. Bei hohen Temperaturen leistet der DP-Mechanismus den Hauptbeitrag zur Spinrelaxation für alle untersuchten Volumenmaterialproben. Unterhalb einer Temperatur von 30 K dominiert bei der schwach dotierten Probe C die Hyperfeinwechselwirkung. Im Bereich unterhalb von 60 K ist die Spinrelaxationsrate von Probe A an die Leitfähigkeit gekoppelt.

Im Vergleich zu Hanle-Messungen werden mit der Spinrauschspektroskopie bei niedrig dotierten Proben kürzere und für Donatorkonzentrationen oberhalb des Metall-Isolator-Übergangs längere Spinlebenszeiten ermittelt. Beides wird von optisch angeregten Ladungsträgern verursacht, die sich bei Hanle-Messungen nicht vermeiden lassen.

Der Elektron-g-Faktor lässt sich ebenfalls mit der Spinrauschspektroskopie messen. Die Präzision der Messung ist dabei hauptsächlich durch die Eichung des verwendeten Magnetfeldes bestimmt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen stimmen gut mit Literaturwerten überein.

In dieser Arbeit wurde ein einfaches Lorentzoszillatormodell für die Abschätzung der Spinrauschleistung vorgestellt. Das Modell beschreibt im Temperaturbereich unterhalb von 50 K den qualitativen Verlauf der Temperaturabhängigkeit sehr gut. Bei höheren Temperaturen sind einige Vereinfachungen im Modell wie z.B. die Beschränkung auf einen Lorentzoszillator nicht mehr zutreffend. Die gute Übereinstimmung der Wellenlängenabhängigkeit zwischen Experiment und Modell bestätigt die Annahmen bezüglich der Lage der Fermienergie und der Bandstruktur. Das Modell ist somit



gut geeignet, um die erwartete Rauschleistung einer Probe in Abhängigkeit von Temperatur und Laserwellenlänge abzuschätzen.

Das Spinrauschsignal ist stark abhängig von der Größe des vom Laser erfassten Probenvolumens. Diese Abhängigkeit ermöglicht räumlich aufgelöste Messungen von Elektroneneigenschaften durch Abrastern der Probe mit einem gut fokussierten Laserstrahl. An einem Schichtsystem aus zwei unterschiedlich dotierten Proben konnte die Tiefenauflösung durch eine Messung der Dotierkonzentration eines direkten Halbleiters erfolgreich demonstriert werden. Die erreichbare laterale Auflösung ist direkt durch die Größe des Laserfokus gegeben und liegt damit im Bereich der Lichtwellenlänge. Die Tiefenauflösung wird durch die Rayleigh-Länge bestimmt, die im Halbleitermaterial durch die hohe optische Dichte erheblich verlängert wird.

Für einen erfolgreichen Einsatz der Messmethode in der Industrie ist die bisher notwendige Kühlung der Proben mit flüssigem Helium zu teuer. Im Rahmen dieser Arbeit wurden jedoch bereits Messungen bei 80 K demonstriert, die sich preiswert mit flüssigem Stickstoff erreichen lassen. Fortschritte in der Spektrumanalyse werden diese Grenze weiter nach oben verschieben.



Untersuchte Proben

Die in dieser Arbeit untersuchten Proben sind bis auf die Quantenfilmprobe kommerzielle Wafer. Die Volumenmaterialproben wurden zugeschnitten und unbearbeitete Oberflächen wurden poliert. Da die Proben aufgrund ihres großen Brechungsindex das einfallende Laserlicht stark (ca. 30 %) reflektieren, wurde anschließend eine $\lambda/4$ Schicht aus Siliziumnitrid auf die Proben aufgebracht. Das Beschichten der Proben wurde freundlicherweise vom ISFH übernommen.

Die Quantenfilmprobe wurde von der Gruppe von Werner Wegscheider gewachsen. In einem Lift-Off Verfahren wurde das ursprüngliche Substrat entfernt und der Quantenfilm auf ein Saphirplättchen übertragen.

Bezeichnung	Dotierung	Dicke
A	$n_D = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [a]	341 μm [b]
B	$n_D = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	373 μm [b]
C	$n_D = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	500 μm
Q	$n_D = 1,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	10 · 16,8 nm

Tabelle A.1: Auflistung der untersuchten Proben. Wenn nicht anders angegeben, stammen die Angaben aus den jeweiligen Datenblättern bzw. Wachstumsprotokollen.

[a] Ermittelt über Leitfähigkeitsmessungen in van der Pauw-Geometrie

[b] Mechanisch mit einer Messuhr gemessen

A.1 Präparation der Proben

A.1.1 Polieren

Zwei der untersuchten Volumenmaterialproben wurden vom Hersteller nur auf einer Seite poliert. Da die Experimente in Transmissionsgeometrie ausgeführt werden, müssen jedoch beide Oberflächen gute optische Eigenschaften aufweisen. Dazu wird die unbehandelte Oberfläche ebenfalls poliert.

Vor der Bearbeitung muss die Probe auf einen Stempel aufgeklebt werden. Dazu wird der Stempel erhitzt und Crystalbond Wachs aufgetragen. Ist das Wachs flüssig, wird die Probe mit der zu polierenden Seite nach oben aufgeklebt. Nach dem Erkalten verfestigt sich das Wachs und die Probe ist sicher fixiert.

Die verwendete Poliermaschine besitzt einen rotierenden Teller, der mit einem Poliertuch und einem Schleifmittel versehen wird. Die Rotationsgeschwindigkeit lässt sich frei einstellen. Ein Exzenter ist nicht vorhanden. Hersteller der Poliermaschine und der verwendeten Verbrauchsmaterialien ist Struers. Für jedes verwendete Schleifmittel wird ein frisches Poliertuch eingesetzt. Verwendet werden Poliertücher vom Typ DP-Mol. Zum

A.1 Präparation der Proben

Befeuchten des Tuchs und Abspülen des Abriebs wird deionisiertes Wasser verwendet. Begonnen wird das Polieren mit 3 μm Polydiamantpaste bei 400 rpm. Die Probe wird 15 Minuten lang behandelt und als Ersatz für den fehlenden Exzenter während des Polierens von Hand gedreht. Durch das zusätzliche Drehen der Probe wird das Ergebnis gleichmäßiger und die Entstehung von tiefen Kratzern in der Richtung der Drehbewegung des Poliertuchs wird unterbunden. Damit das Poliertuch feucht bleibt, wird das Tuch über einen Tropf mit Flüssigkeit versorgt. Nach ca. 5 Minuten wird der Vorgang kurz unterbrochen und das Tuch mit einer großzügigen Menge Wasser gespült, um den Schleifabrieb zu entfernen. Anschließend wird das Tuch mit frischer Diamantpaste versehen. Bereits nach diesem ersten Schritt glänzt die Probe, die Oberfläche ist jedoch stark wellig. In einem zweiten Schritt wird die Probe mit 1 μm Polydiamantpaste bei ca. 400 rpm für 15 Minuten poliert. Die Welligkeit wird dadurch stark reduziert. In einem letzten Schritt wird eine 0,1 μm Al_2O_3 Poliersuspension verwendet. Die Probe wird wieder bei ca. 400 rpm für 15 Minuten bearbeitet. Das Endergebnis ist eine spiegelnde Oberfläche mit leichten Unebenheiten. Da die verbleibende Welligkeit auf größerer Längenskala ist, werden die Versuche, die mit Strahldurchmessern im μm -Bereich arbeiten, nicht beeinträchtigt.

Abschließend muss die Probe gereinigt werden. Dazu wird die Probe zuerst mit deionisiertem Wasser abgespült und mit Stickstoff trockengeblasen. Das Crystalbond Wachs wird mit Aceton aufgelöst und die Probe wird vom Stempel abgenommen und gereinigt. Rückstände des Klebers werden in einem Ultraschallbad in Aceton entfernt.

Testweise werden polierte Probenstücke mit einer Polierätze nachbehandelt. Die Ätze besteht aus H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O im Verhältnis 1 : 8 : 80. Die Stücke werden 30 Sekunden bzw. 2 Minuten geätzt und danach gespült und im Ultraschallbad gereinigt. In beiden Fällen bleibt eine milchige Schicht auf der Probe zurück, die sich nicht entfernen lässt. Ein drittes Stück wird vor der Behandlung mit der Polierätze fünf Minuten in einem Dichlorethan Ultraschallbad gereinigt. Nach 30 Sekunden Ätzen und



anschließendem Spülen lassen sich keine Rückstände erkennen, die Oberfläche weist jedoch keine besseren Eigenschaften auf als die unbehandelte Probe.

A.1.2 Lift-Off

Die Quantenfilmprobe Q wurde auf einem GaAs-Substrat mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Für die Spinrauschmessungen in Transmissionsgeometrie stört das Substrat. Würde das GaAs einfach entfernt, wäre die Stabilität der dünnen Quantenfilmprobe gefährdet. Deswegen wird das ursprüngliche Substrat der Probe über ein Lift-Off Verfahren durch Saphir ersetzt. Das verwendete Saphir-Substrat ist für die in dieser Arbeit verwendeten Laserwellenlängen transparent und weist keine Doppelbrechung auf.

Bei der Prozedur wird gemäß der Veröffentlichung von Yablonovitch [109] vorgegangen. Die benötigten Stempel und anderen Hilfsmittel wurden von Georg Müller entworfen.



Magnetfeldkalibrierung

Für die Bestimmung des Elektron-g-Faktors ist die genaue Kenntnis des verwendeten Magnetfeldes entscheidend, da die Größe des Magnetfeldes direkt in die Berechnung eingeht. Bei den Versuchsaufbauten, die einen selbstgebaute Magneten verwenden, musste mit einer Hallsonde bzw. einem Förster-Magnetometer das Magnetfeld kalibriert werden. Wurde für die Messungen ein Oxford Spectromag-System verwendet, war das Magnetfeld bereits werkseitig kalibriert. Aus früheren Messungen ist jedoch bekannt, dass bei Magnetfeldern im Bereich mehrerer Tesla die vom Hersteller vorgenommene Kalibrierung des Magneten einen systematischen Fehler aufweist. Die Größe des Fehlers für kleine Magnetfelder wird im Folgenden bestimmt.

B.1 Messung des Magnetfeldes

Das Magnetfeld des Oxford Spectromag-Systems wird mit einem Gaußmeter¹ nachgemessen. Die Hallsonde ist dabei an einem von Stefanie Döhrmann angefertigten Probenstab befestigt und wird anstelle einer Probe in den Kryostaten eingebaut. Die Abweichung des gemessenen Magnetfeldes vom eingestellten Feld ist als Quotient in Abbildung B.1(a) dargestellt. Deutlich sichtbar ist der Fehler in der Nähe des Nullpunkts am größten, das Magnetfeld weicht aber auch für größere Felder systematisch vom Sollwert ab. Die Größe des Fehlers in der Nähe des Ursprungs ist von der vorherigen Magnetisierung der Spule abhängig und weist damit auf Remanenz hin. Bild B.1(b) zeigt das gemessene Feld in der Nähe des Nullpunkts. Das Remanenzfeld ist dabei deutlich zu erkennen. Die Magnetfeldeichung enthält neben dem Remanenzproblem einen systematischen Fehler. Um die Ursache genauer zuordnen zu können, wird der Ausgangsstrom des Magnetnetzteils nachgemessen.

B.2 Einfluss des Magnetnetzteils

Der Ausgangsstrom des Magnetnetzteils wird über den Spannungsfall an der Zuleitung ermittelt. In Abbildung B.2(a) sind der tatsächlich gemessene Strom und der erwartete Ausgangsstrom aufgetragen. Der tatsächliche Wert weicht systematisch vom Sollwert ab. Dieser Fehler vom Magnetnetzteil trägt erheblich zum Gesamtfehler der Magnetfeldeichung bei, wie Abbildung B.2(b) zeigt.

B.3 Remanenz der Spule und Degaussing

Remanenz von supraleitenden Magnetspulen ist ein bekanntes Phänomen [112]. Das nach Entladen der Spule verbleibende Magnetfeld entsteht durch

¹Typ: LakeShore Model 475.

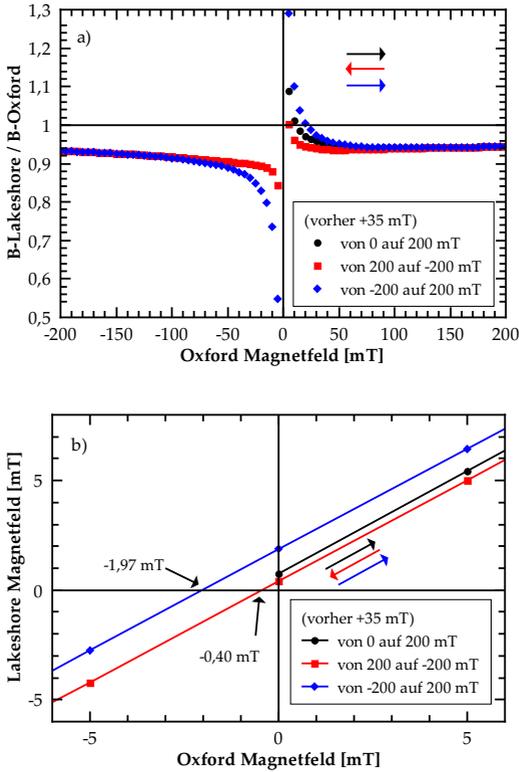


Abbildung B.1: Hysteresekurven am Oxford Spectromag System. Bild (a) zeigt den Quotienten zwischen dem Soll-Feld (Oxford-Feld) und dem gemessenen Feld (Lakeshore-Feld). In Bild (b) ist das Ist-Feld gegen das Soll-Feld in der Nähe des Nullpunkts aufgetragen. Die Kurven schneiden die Abszisse deutlich versetzt von der Null.



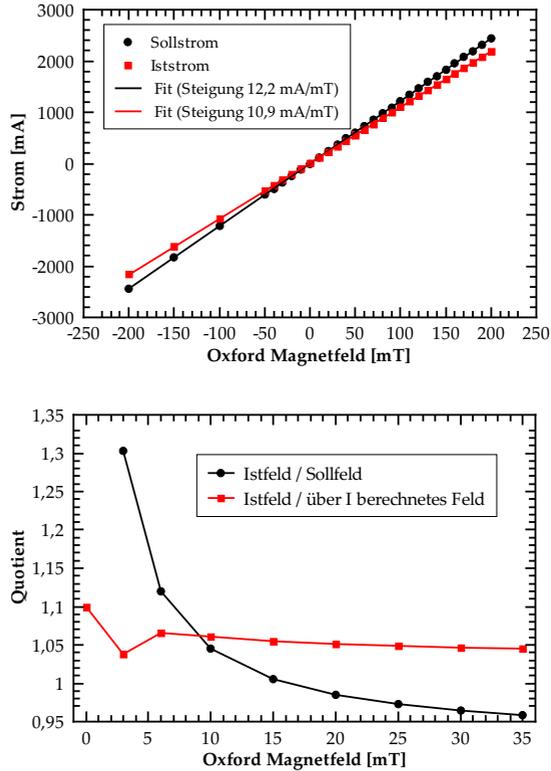


Abbildung B.2: Bild (a) zeigt den gemessenen Strom und den erwarteten Strom aus dem Oxford-Magnetnetzteil. In Abbildung (b) ist die Abweichung vom Sollfeld mit dem Stromfehler (schwarze Punkte) und ohne den Stromfehler (rote Quadrate) dargestellt.

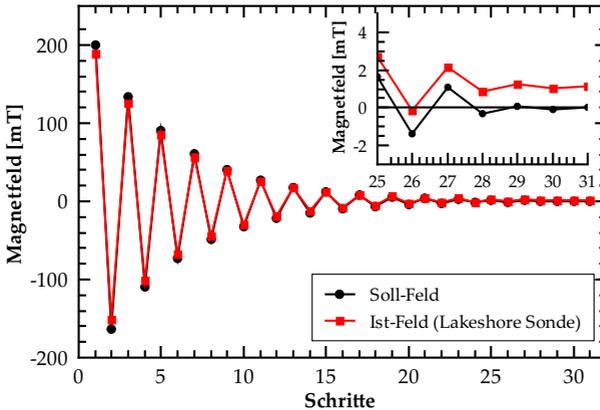


Abbildung B.3: Degaussprozedur am supraleitenden Magneten. Es verbleibt ein Restmagnetfeld von etwa 1 mT.

an Störstellen im Supraleiter eingefangene Flussschläuche [113]. Das Remanenzfeld lässt sich reduzieren, indem der Magnet aufgewärmt, also normalleitend gemacht wird, oder indem mit fallender Amplitude Magnetfelder wechselnder Polarität erzeugt werden (Degaussing). Die eingestellten und tatsächlich gemessenen Felder während des Degaussvorgangs sind in Abbildung B.3 dargestellt. Nach Abschluss der Prozedur verbleibt ein Restfeld in der Größenordnung von 1 mT. Messungen mit einem Förster-Magnetometer außerhalb des Kryostaten legen nahe, dass das verbleibende Feld nicht von der Spule, sondern von anderen magnetisierbaren Teilen des Kryostaten bzw. seiner Umgebung herrührt.

Literaturverzeichnis

- [1] MOORE, G. E.: Cramming more components onto integrated circuits. In: *Electronics* 38 (1965), 114–117
- [2] BAIBICH, M. N. ; BROTO, J. M. ; FERT, A. ; VAN DAU, F. N. ; PETROFF, F. ; ETIENNE, P. ; CREUZET, G. ; FRIEDERICH, A. ; CHAZELAS, J.: Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. In: *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988), Nr. 21, 2472–2475
- [3] BINASCH, G. ; GRÜNBERG, P. ; SAURENBACH, F. ; ZINN, W.: Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with anti-ferromagnetic interlayer exchange. In: *Phys. Rev. B* 39 (1989), Nr. 7, 4828–4830
- [4] FABIAN, J. ; MATOS-ABIAGUE, A. ; ERTLER, C. ; STANO, P. ; ZUTIC, I.: Semiconductor Spintronics. In: *Acta Phys. Slov.* 57 (2007), 565-907

- [5] BAUMBERG, J. J. ; AWSCHALOM, D. D. ; SAMARTH, N. ; LUO, H. ; FURDYNA, J. K.: Spin beats and dynamical magnetization in quantum structures. In: *Phys. Rev. Lett.* 72 (1994), Nr. 5, 717–720
- [6] HEBERLE, A. P. ; RÜHLE, W. W. ; PLOOG, K.: Quantum beats of electron Larmor precession in GaAs wells. In: *Phys. Rev. Lett.* 72 (1994), Nr. 24, 3887–3890
- [7] PARSONS, R. R.: Band-To-Band Optical Pumping in Solids and Polarized Photoluminescence. In: *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969), Nr. 20, 1152-1154
- [8] *Kapitel 2.* In: DYAKONOV, M. I. ; PEREL, V. I.: *Optical Orientation.* Elsevier, Amsterdam, 1984, 11–71
- [9] BLOCH, F.: Nuclear Induction. In: *Phys. Rev.* 70 (1946), 460-474
- [10] SLEATOR, T. ; HAHN, E. L. ; HILBERT, C. ; CLARKE, J.: Nuclear-Spin Noise. In: *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985), 1742-1745
- [11] ALEKSANDROV, E. ; ZAPASSKY, V.: Magnetic resonance in the Faraday-rotation noise spectrum. In: *Sov. Phys. JETP* 54 (1981), 64-67
- [12] MITSUI, T.: Spontaneous Noise Spectroscopy of an Atomic Magnetic Resonance. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000), 5292-5295
- [13] 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. In: *Nature* 431 (2004), 49–52
- [14] OESTREICH, M. ; RÖMER, M. ; HAUG, R. ; HÄGELE, D.: Spin Noise Spectroscopy in GaAs. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), 216603
- [15] CHELIKOWSKY, J. R. ; COHEN, M. L.: Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zincblende semiconductors. In: *Phys. Rev. B* 14 (1976), Nr. 2, 556–582

- [16] COHEN-TANNOUDJI, C. ; DIU, B. ; LALOE, F.: *Quantenmechanik*. Walter De Gruyter Inc, 1997. – ISBN 978–3–11015–859–5
- [17] HAHN, E. L.: Spin Echoes. In: *Phys. Rev.* 80 (1950), Nr. 4, 580–594
- [18] ŽUTIĆ, I. ; FABIAN, J. ; SARMA, S. D.: Spintronics: Fundamentals and applications. In: *Rev. Mod. Phys.* 76 (2004), 323–410
- [19] DYAKONOV, M. I. ; PEREL, V. I.: Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors. In: *Sov. Phys. JETP* 33 (1971), 1053–1059
- [20] DYAKONOV, M. I. ; PEREL, V. I.: Spin Relaxation of Conduction Electrons in Noncentrosymmetric Semiconductors. In: *Sov. Phys. Solid State* 13 (1972), Nr. 12, 3023–3026
- [21] DRESSELHAUS, G.: Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures. In: *Phys. Rev.* 100 (1955), Nr. 2, 580–586
- [22] WINKLER, R.: Spin orientation and spin precession in inversion-asymmetric quasi-two-dimensional electron systems. In: *Phys. Rev. B* 69 (2004), Nr. 4, 045317
- [23] ELLIOTT, R. J.: Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors. In: *Phys. Rev.* 96 (1954), Nr. 2, 266–279
- [24] YAFET, Y. ; SEITZ, F. (Hrsg.) ; TURNBULL, D. (Hrsg.): *Solid State Physics, Advances in Research and Applications*. Bd. 14: *g Factors and Spin-Lattice Relaxation of Conduction Electrons*. Academic Press, New York, 1963
- [25] BIR, G. L. ; ARONOV, A. G. ; PIKUS, G. E.: Spin relaxation of electrons due to scattering by holes. In: *Sov. Phys. JETP* 42 (1976), 705–712

- [26] FABIAN, J. ; SARMA, S. D.: Spin relaxation of conduction electrons. In: *J. Vac. Sci. Technol. B.* 17 (1999), 1708–1715
- [27] DYAKONOV, M. I. ; PEREL, V. I.: Optical orientation in a system of electrons and lattice nuclei in semiconductors. Theory. In: *Sov. Phys. JETP* 38 (1974), 177
- [28] MERKULOV, I. A. ; EFROS, A. L. ; ROSEN, M.: Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots. In: *Phys. Rev. B* 65 (2002), Nr. 20, 205309
- [29] DZYALOSHINSKY, I.: A thermodynamic theory of “weak“ ferromagnetism of antiferromagnetics. In: *J. Phys. Chem. Solids* 4 (1958), Nr. 4, 241-255
- [30] MORIYA, T.: Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism. In: *Phys. Rev.* 120 (1960), Nr. 1, 91–98
- [31] KAVOKIN, K. V.: Anisotropic exchange interaction of localized conduction-band electrons in semiconductors. In: *Phys. Rev. B* 64 (2001), Nr. 7, 075305
- [32] SHKLOVSKII, B. I.: Dyakonov-Perel spin relaxation near the metal-insulator transition and in hopping transport. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), Nr. 19, 193201
- [33] SCHOTTKY, W.: Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern. In: *Ann. Phys.* 362 (1918), Nr. 23, 541–567
- [34] MÜLLER, R.: *Rauschen*. 2nd Edition. Springer, 1990
- [35] VASILESCU, G.: *Electronic Noise and Interfering Signals. Principles and Applications (Signals and Communication Technology)*. 1. Springer, Berlin, 2005. – ISBN 978–3–54040–741–6

- [36] VOJTA, G. ; VOJTA, M.: *Taschenbuch der statistischen Physik*. Teubner, 2000. – ISBN 3–519–00227–2
- [37] KHINTCHINE, A.: Korrelationstheorie der stationären stochastischen Prozesse. In: *Math. Ann.* 109 (1934), 604–615
- [38] FARADAY, M.: On the Magnetic Affection of Light, and on the Distinction between the Ferromagnetic and Diamagnetic Conditions of Matter. In: *Philos. Mag.* 29 (1846), 153–156
- [39] VERDET, E. M.: Recherches sur les propriétés optiques développées dans les corps transparents par l’action du magnétisme. In: *Ann. Chim. Phys.* 41 (1854), 370–412
- [40] HECHT, E.: *Optik*. zweite Auflage. Addison-Wesley, 1989
- [41] HAUG, H. ; KOCH, S. W.: *Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors*. 4th Edition. World Scientific, 2004
- [42] MEADOWLARK OPTICS, INC. (Hrsg.): *Response time in Liquid-Crystal Variable Retarders*. Meadowlark Optics, Inc., 2005
- [43] SHANNON, C.: Communication in the Presence of Noise. In: *Proc. IRE* 37 (1949), Nr. 1, 10-21
- [44] HARRIS, F. J.: On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform. In: *Proc. IEEE* 66 (1978), Nr. 1, 51-83
- [45] FLEMING, M. ; MOORADIAN, A.: Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 17 (1981), 44–59
- [46] WICHT, A. ; RUDOLF, M. ; HUKÉ, P. ; RINKLEFF, R.-H. ; DANZMANN, K.: Grating enhanced external cavity diode laser. In: *Appl. Phys. B* 78 (2004), 137–144

- [47] PETRIDIS, C. ; LINDSAY, I. D. ; STOTHARD, D. J. M. ; EBRAHIMZADEH, M.: Mode-hop-free tuning over 80 GHz of an extended cavity diode laser without antireflection coating. In: *Rev. Sci. Instrum.* 72 (2001), Nr. 10, 3811-3815
- [48] MILNES, A. G.: *Deep Impurities in Semiconductors*. Wiley, 1973
- [49] VARSHNI, Y. P.: Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. In: *Physica* 34 (1967), Nr. 1, 149-154
- [50] THURMOND, C. D.: The Standard Thermodynamic Functions for the Formation of Electrons and Holes in Ge, Si, GaAs, and GaP. In: *J. Electrochem. Soc.* 122 (1975), Nr. 8, 1133-1141
- [51] CARDONA, M. ; MEYER, T. A. ; THEWALT, M. L. W.: Temperature Dependence of the Energy Gap of Semiconductors in the Low-Temperature Limit. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), Nr. 19, 196403
- [52] MCCALL, S. L. ; HAHN, E. L.: Self-Induced Transparency by Pulsed Coherent Light. In: *Phys. Rev. Lett.* 18 (1967), Nr. 21, 908-911
- [53] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. 5., erw. u. neubearb. Aufl. Springer, 2007. – ISBN 978-3-54033-792-8
- [54] LAMPEL, G.: Nuclear Dynamic Polarization by Optical Electronic Saturation and Optical Pumping in Semiconductors. In: *Phys. Rev. Lett.* 20 (1968), Nr. 10, 491-493
- [55] PAGET, D.: Optical detection of NMR in high-purity GaAs under optical pumping: Efficient spin-exchange averaging between electronic states. In: *Phys. Rev. B* 24 (1981), Nr. 7, 3776-3793
- [56] VINCENT, G. ; BOIS, D. ; CHANTRE, A.: Photoelectric memory effect in GaAs. In: *J. Appl. Phys.* 53 (1982), Nr. 5, 3643-3649

- [57] MARTIN, G. M.: Optical assessment of the main electron trap in bulk semi-insulating GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 39 (1981), Nr. 9, 747-748
- [58] MITONNEAU, A. ; MIRCEA, A.: Auger de-excitation of a metastable state in GaAs. In: *Solid State Commun.* 30 (1979), Nr. 3, 157-162
- [59] RÖMER, M.: *Spinfluktuationen und Spindynamik in Halbleiterstrukturen*, Universität Hannover, Diplomarbeit, 2005
- [60] ASPNES, D. E. ; STUDNA, A. A.: Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs and InSb from 1.5 to 6.0 eV. In: *Phys. Rev. B* 27 (1983), 985-1009
- [61] SELL, D. D.: Resolved Free-Exciton Transitions in the Optical-Absorption Spectrum of GaAs. In: *Phys. Rev. B* 6 (1972), 3750-3753
- [62] STURGE, M.: Optical Absorption of Gallium Arsenide between 0.6 and 2.75 eV. In: *Phys. Rev.* 127 (1962), 768-773
- [63] CONG, H. van ; CHARAR, S. ; BRUNET, S.: Band-Gap Narrowing Due to Many-Body Effects in n-Type Degenerate GaAs Crystals. In: *Phys. Status Solidi B* 147 (1988), 253-260
- [64] ABRAM, R. A. ; REES, G. J. ; WILSON, B. L. H.: Heavily doped semiconductors and devices. In: *Adv. Phys.* 27 (1978), 799-892
- [65] REDFIELD, D.: Transport properties of electrons in energy band tails. In: *Adv. Phys.* 24 (1975), Nr. 4, 463-487
- [66] SHKLOVSKII, B. I. ; EFROS, A. L. ; CARDONA, M. (Hrsg.): *Solid-State Sciences*. Bd. 45: *Electronic Properties of Doped Semiconductors*. Springer-Verlag, 1984

- [67] DYAKONOV, M. I. ; KACHOROVSKI, V. Y.: Spin relaxation of two-dimensional electrons in noncentrosymmetric semiconductors. In: *Sov. Phys. Semicond.* 20 (1986), 110–112
- [68] OHNO, Y. ; TERAUCHI, R. ; ADACHI, T. ; MATSUKURA, F. ; OHNO, H.: Spin Relaxation in GaAs(110) Quantum Wells. In: *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), Nr. 20, 4196–4199
- [69] DÖHRMANN, S. ; HÄGELE, D. ; RUDOLPH, J. ; BICHLER, M. ; SCHUH, D. ; OESTREICH, M.: Anomalous Spin Dephasing in (110) GaAs Quantum Wells: Anisotropy and Intersubband Effects. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), Nr. 14, 147405
- [70] MÜLLER, G. M. ; RÖMER, M. ; SCHUH, D. ; WEGSCHEIDER, W. ; HÜBNER, J. ; OESTREICH, M.: Spin Noise Spectroscopy in GaAs (110) Quantum Wells: Access to Intrinsic Spin Lifetimes and Equilibrium Electron Dynamics. In: *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008), Nr. 20, 206601
- [71] GERBER, D. S. ; MARCACAS, G. N.: A Simple Method for Extraction of Multiple Quantum Well Absorption Coefficient from Reflectance and Transmittance Measurements. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 29 (1993), 2589–2595
- [72] CASEY, H. C. Jr. ; SELL, D. D. ; WECHT, K. W.: Concentration dependence of the absorption coefficient for n- and p-type GaAs between 1.3 and 1.6 eV. In: *J. Appl. Phys.* 46 (1975), Nr. 1, 250–257
- [73] KITTEL, C.: *Quantum Theory of Solids*. Revised. John Wiley & Sons, 1987. – ISBN 978–0–47162–412–7
- [74] YU, P. Y. ; CARDONA, M.: *Fundamentals of Semiconductors*. 3rd Edition. Springer, 2005. – ISBN 3–540–25470–6

- [75] KANE, E. O.: Band structure of indium antimonide. In: *J. Phys. Chem. Solids* 1 (1957), Nr. 4, 249-261
- [76] WHITE, A. M. ; HINCHLIFFE, I. ; DEAN, P. J. ; GREENE, P. D.: Zeeman spectra of the principal bound exciton in Sn-doped gallium arsenide. In: *Solid State Commun.* 10 (1972), Nr. 6, 497-500
- [77] WEISBUCH, C. ; HERMANN, C.: Optical detection of conduction-electron spin resonance in GaAs, Ga $_{1-x}$ In $_x$ As, and Ga $_{1-x}$ Al $_x$ As. In: *Phys. Rev. B* 15 (1977), Nr. 2, 816-822
- [78] OESTREICH, M. ; HÄGELE, D. ; SCHNEIDER, H. C. ; KNORR, A. ; HANSCH, A. ; HALLSTEIN, S. ; SCHMIDT, K. H. ; KÖHLER, K. ; KOCH, S. W. ; RÜHLE, W. W.: Direct observation of the rotational direction of electron spin precession in semiconductors. In: *Solid State Commun.* 108 (1998), Nr. 10, 753-758
- [79] COLTON, J. S. ; KENNEDY, T. A. ; BRACKER, A. S. ; GAMMON, D. ; MILLER, J. B.: Optically oriented and detected electron spin resonance in a lightly doped n-GaAs layer. In: *Phys. Rev. B* 67 (2003), Nr. 16, 165315
- [80] KATO, Y. K. ; MYERS, R. C. ; GOSSARD, A. C. ; AWSCHALOM, D. D.: Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors. In: *Science* 306 (2004), 1910-1913
- [81] YANG, M. J. ; WAGNER, R. J. ; SHANABROOK, B. V. ; WATERMAN, J. R. ; MOORE, W. J.: Spin-resolved cyclotron resonance in InAs quantum wells: A study of the energy-dependent g factor. In: *Phys. Rev. B* 47 (1993), Nr. 11, 6807-6810
- [82] HOPKINS, M. ; NICHOLAS, R. ; PFEFFER, P. ; ZAWADZKI, W. ; GAUTHIER, D. ; PORTAL, J. ; DIFORTE-POISSON, M.: A study of the conduction band non-parabolicity, anisotropy and spin splitting in GaAs and InP. In: *Semicond. Sci. Technol.* 2 (1987), 568-577

- [83] MAYER, H. ; RÖSSLER, U.: Spin splitting and anisotropy of cyclotron resonance in the conduction band of GaAs. In: *Phys. Rev. B* 44 (1991), Nr. 16, 9048–9051
- [84] HÜBNER, J. ; DÖHRMANN, S. ; HÄGELE, D. ; OESTREICH, M.: Temperature-dependent electron Landé g factor and the interband matrix element of GaAs. In: *Phys. Rev. B* 79 (2009), Nr. 19, 193307
- [85] DORPE, P. V. ; VANHEERTUM, R. ; BOUKARI, H. ; ROY, W. V. ; BORGHS, G.: Design of the tunnel contacts and the transport region of all-electrical spin-injection-detection devices, AIP, 2006, 08S702
- [86] DZHIOEV, R. I. ; KAVOKIN, K. V. ; KORENEV, V. L. ; LAZAREV, M. V. ; MELTSEY, B. Y. ; STEPANOVA, M. N. ; ZAKHARCHENYA, B. P. ; GAMMON, D. ; KATZER, D. S.: Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs. In: *Phys. Rev. B* 66 (2002), 245204
- [87] BLAKEMORE, J. S.: *Semiconductor Statistics*. Dover Publications, 2002
- [88] KAVOKIN, K. V.: Spin relaxation of localized electrons in n-type semiconductors. In: *Semicond. Sci. Technol.* 23 (2008), Nr. 11, 114009
- [89] COLTON, J. S. ; KENNEDY, T. A. ; BRACKER, A. S. ; GAMMON, D.: Spin Lifetime Measurements in MBE-Grown GaAs Epilayers. In: *Phys. Status Solidi B* 233 (2002), Nr. 3, 445–452
- [90] CROOKER, S. A. ; CHENG, L. ; SMITH, D. L.: Spin noise of conduction electrons in n-type bulk GaAs. In: *Phys. Rev. B* 79 (2009), Nr. 3, 035208
- [91] DZHIOEV, R. I. ; KORENEV, V. L. ; MERKULOV, I. A. ; ZAKHARCHENYA, B. P. ; GAMMON, D. ; ERFROS, A. L. ; KATZER, D. S.: Manipulation of the Spin Memory of Electrons in n-GaAs. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), 256801

- [92] MOTT, N. F.: Metal-Insulator Transition. In: *Rev. Mod. Phys.* 40 (1968), Nr. 4, 677–683
- [93] MOTT, N. F.: Conduction in Non-crystalline Materials 111. Localized States in a Pseudogap and Near Extremities of Conduction and Valence Bands. In: *Phil. Mag.* 19 (1969), 835–852
- [94] ALEXANDER, M. N. ; HOLCOMB, D. F.: Semiconductor-to-Metal Transition in n-Type Group IV Semiconductors. In: *Rev. Mod. Phys.* 40 (1968), Nr. 4, 815–829
- [95] DEBNEY, B. T.: Localisation and conductivity studies on two-dimensional spatially disordered systems. In: *J. Phys. C* 10 (1977), Nr. 23, 4719-4734
- [96] PUTIKKA, W. O. ; JOYNT, R.: Theory of optical orientation in n-type semiconductors. In: *Phys. Rev. B* 70 (2004), Nr. 11, 113201
- [97] FURIS, M. ; SMITH, D. L. ; CROOKER, S. A. ; RENO, J. L.: Bias-dependent electron spin lifetimes in n-GaAs and the role of donor impact ionization. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), 102102
- [98] BROOKS, H.: Scattering by ionized impurities in semiconductors. In: *Phys. Rev.* 83 (1951), Nr. 4, 879
- [99] RIDLEY, B. K.: Reconciliation of the Conwell-Weisskopf and Brooks-Herring formulae for charged-impurity scattering in semiconductors: Third-body interference. In: *J. Phys. C* 10 (1977), Nr. 10, 1589-1593
- [100] SCHENKEL, T. ; PERSAUD, A. ; PARK, S. J. ; NILSSON, J. ; BOKOR, J. ; LIDDLE, J. A. ; KELLER, R. ; SCHNEIDER, D. H. ; CHENG, D. W. ; HUMPHRIES, D. E.: Solid state quantum computer development in silicon with single ion implantation. In: *J. Appl. Phys.* 94 (2003), Nr. 11, 7017-7024

- [101] GAEBEL, T. ; DOMHAN, M. ; POPA, I. ; WITTMANN, C. ; NEUMANN, P. ; JELEZKO, F. ; RABEAU, J. R. ; STAVRIAS, N. ; GREENTREE, A. D. ; PRAYER, S. ; MEIJER, J. ; TWAMLEY, J. ; HEMMER, P. R. ; WRACHTRUP, J.: Room-temperature coherent coupling of single spins in diamond. In: *Nature Physics* 2 (2006), 408-413
- [102] PAUW, L. J. d.: A Method of Measuring Specific Resistivity And Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape. In: *Philips Research Reports* 13 (1958), 1-9
- [103] PAUW, L. J. d.: A Method of Measuring the Resistivity and Hall Coefficient on Lamellae of Arbitrary Shape. In: *Philips Technical Review* 20 (1959), 220-225
- [104] BIERWAGEN, O. ; IVE, T. ; WALLE, C. G. V. ; SPECK, J. S.: Causes of incorrect carrier-type identification in van der Pauw-Hall measurements. In: *Appl. Phys. Lett.* 93 (2008), Nr. 24, 242108
- [105] CLEGG, J. B.: Quantitative Measurement of Impurities in GaAs Layers by Secondary Ion Mass Spectrometry. In: *Surf. Interface Anal.* 2 (1980), 91-95
- [106] GEHRSTZ, S. ; REINHART, F. K. ; GOURGON, C. ; HERRES, N. ; VONLANTHEN, A. ; SIGG, H.: The refractive index of Al_xGa_{1-x}As below the band gap: Accurate determination and empirical modeling. In: *J. Appl. Phys.* 87 (2000), Nr. 11, 7825-7837
- [107] KISTING, S. R. ; BOHN, P. W. ; ANDIDEH, E. ; ADESIDA, I. ; CUNNINGHAM, B. T. ; STILLMAN, G. E. ; HARRIS, T. D.: High precision temperature- and energy-dependent refractive index of GaAs determined from excitation of optical waveguide eigenmodes. In: *Applied Physics Letters* 57 (1990), Nr. 13, 1328-1330
- [108] IBACH, H. ; LÜTH, H.: *Festkörperphysik*. Siebte Auflage. Springer, 2009

- [109] YABLONOVITCH, E. ; HWANG, D. M. ; GMITTER, T. J. ; FLOREZ, L. T. ; HARBISON, J. P.: Van der Waals bonding of GaAs epitaxial liftoff films onto arbitrary substrates. In: *Appl. Phys. Lett.* 56 (1990), Nr. 24, 2419-2421
- [110] JAYNES, E. T.: Information Theory and Statistical Mechanics. In: *Phys. Rev.* 106 (1957), Nr. 4, 620–630
- [111] NARAYAN, R. ; NITYANANDA, R.: Maximum Entropy Image Restoration in Astronomy. In: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 24 (1986), 127–170
- [112] OXFORD INSTRUMENTS (Hrsg.): *Remanent fields in superconducting magnets*. Oxford Instruments, 1998
- [113] FIETZ, W. A. ; WEBB, W. W.: Hysteresis in Superconducting Alloys—Temperature and Field Dependence of Dislocation Pinning in Niobium Alloys. In: *Phys. Rev.* 178 (1969), Nr. 2, 657–667

Publikationsliste

Teile dieser Arbeit sind in folgenden Veröffentlichungen erschienen oder zur Veröffentlichung vorgesehen:

In Fachzeitschriften

- M. Oestreich, M. Römer, R. J. Haug, and D. Hägele
“*Spin Noise Spectroscopy in GaAs*”
Phys. Rev. Lett. **95**, 216603 (2005).
- M. Römer, J. Hübner, and M. Oestreich
“*Spin noise spectroscopy in semiconductors*”
Rev. Sci. Instrum. **78**, 103903 (2007).
- G. Müller, M. Römer, D. Schuh, W. Wegscheider, J. Hübner, and M. Oestreich
“*Spin noise spectroscopy in GaAs (110) quantum wells: Access to*

intrinsic spin lifetimes and equilibrium electron dynamics”

Phys. Rev. Lett. **101**, 206601 (2008).

- M. Römer, J. Hübner, and M. Oestreich
“*Spatially resolved doping concentration measurement in semiconductors via spin noise spectroscopy*”
Appl. Phys. Lett. **94**, 112105 (2009).
- M. Oestreich, M. Römer, G. Müller, D. Schuh, W. Wegscheider, and J. Hübner
“*Spin noise spectroscopy in semiconductors*”
Spintronics II, SPIE, 7398, 739802 (2009).
- G. Müller, M. Römer, J. Hübner, and M. Oestreich
“*GHz spin noise spectroscopy in n-doped bulk GaAs*”
Phys. Rev. B (Rapid Communications) **81**, 121202(R) (2010).
- M. Römer, G. Müller, H. Bernien, D. Schuh, J. Hübner, and M. Oestreich
“*Electron-spin relaxation in bulk GaAs for doping densities close to the metal-to-insulator transition*”
Phys. Rev. B **81**, 075216 (2010).

Als Posterbeiträge auf internationalen Konferenzen

- M. Römer, G. Müller, J. Hübner, and M. Oestreich
“*Electron and Spin Dynamics close to the Metal-Insulator Transition in Bulk n-GaAs*”
Fifth International School and Conference on Spintronics and Quantum Information Technology, SPINTECH V, Kraków, Poland (2009).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während der letzten Jahre unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Michael Oestreich für die Möglichkeit in seiner Gruppe und unter seiner Betreuung diese Dissertation anfertigen zu können, sowie für die vielen guten Anregungen und Ideen.

Auch möchte ich mich bei Professor Dr. Rolf J. Haug für die freundliche Übernahme des Korreferats bedanken.

Besonderen Dank an Dr. Jens Hübner, für die vielen Anregungen und Problemlösungen.

Außerdem danke ich Yvonne Griep und Klara Wernecke für die gute Organisation. Vielen Dank an Ronny Hüther, Hartmut Lehmann und Manfred Marquardt für Unterstützung in technischen Dingen und für die vielen kleinen Apparaturen, die die Experimente erst möglich machten.

Vielen Dank für die gute Arbeitsatmosphäre und die fachliche Unter-

Danksagung

stützung an meine Mitdoktoranden Hauke Horn, Georg Müller und Stefan Oertel, sowie an die aktuellen und ehemaligen Femtos Peter Eldridge, Stefan Pfalz, Stefanie Döhrmann, Daniel Hägele, Tobias Paprotta, Hannes Bernien, Tammo Böntgen, Fabian Berski, Lena Schmid.

Vielen Dank auch an alle Nanos, insbesondere an Frank Hohls und Niels Ubbelohde für die Diskussionen zum Thema Spektrumanalyse und an Christian Fricke für sein sicheres Gespür für ein gutes Design.

Ebenfalls danken möchte ich meinen Kommilitonen für die vielen gemeinsamen Unternehmungen.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meiner Familie bedanken für die unermüdliche Unterstützung in jeder Hinsicht.

Lebenslauf

Lebenslauf von Michael Römer, geboren am 08.01.1981 in Ludwigshafen.

- 1993 - 2000: Besuch des Gymnasiums in Burgdorf
- 10/1997 - 8/1998: Auslandsaufenthalt in den USA
- 2000: Abitur

- 10/2000 - 10/2005: Physikstudium an der Universität Hannover
Diplomarbeit:
„Spinfluktuationen und Spindynamik
in Halbleiterstrukturen“
betreut von Prof. Dr. Michael Oestreich

- ab 12/2005: Vorbereitung der Dissertation