

# **Elektronenspinresonanz-Untersuchungen an zweidimensionalen Elektronensystemen in III-V Halbleitern**

Von der Fakultät Mathematik und Physik der Universität Stuttgart  
zur Erlangung der Würde eines  
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von  
**Markus Oliver Schulte**  
aus Kornwestheim

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr. U. Weiss
Hauptberichter:	Prof. Dr. G. Denninger
Mitberichter:	Prof. Dr. D. Schweitzer

Tag der Einreichung: 24. 11. 2004

Tag der mündlichen Prüfung: 9. 2. 2005

2. Physikalisches Institut der Universität Stuttgart  
**2005**



... für Uli, für Jutta und Winfried ...

Geheimnisvoll am lichten Tag,  
Lässt sich Natur des Schleiers nicht berauben,  
Und was sie deinem Geist nicht offenbaren mag,  
Das zwingst du ihr nicht ab mit Hebeln und mit Schrauben.

J. W. Goethe, **Faust**, *Nacht*



# Einleitung und Problemstellung

Zweidimensionale Elektronensysteme sind sowohl für die Grundlagenforschung als auch für die angewandte Halbleitertechnik sehr interessante Gebilde. In der Halbleiterelektronik sind sie bereits vielfältig im Einsatz. Sie bieten äußerst hohe Beweglichkeiten der Elektronen, wodurch sehr schnelle Bauteile möglich werden. Beispielfhaft seien hier 'High electron mobility transistors' (HEMT), Transistoren auf Silizium Germanium Basis genannt, welche zum Beispiel in Mobil-Telefonen eingesetzt werden.

In der Grundlagenforschung waren 2-D-Systeme vor allem seit der Entdeckung des Quantenhalleffekts durch Klaus von Klitzing im Jahr 1980 [1] interessant geworden. Transport-Untersuchungen des ganzzahligen und fraktionierten Quantenhalleffektes [2][3] bestimmten lange Zeit das Bild der Forschung an niederdimensionalen Halbleitern. In zunehmendem Maße wird in jüngerer Zeit der Spin in Halbleiterstrukturen als Zukunft der Informationsverarbeitung diskutiert. Seit dem Vorschlag von Datta und Das [4], einen Feldeffekttransistor über die Spinpolarisation der Elektronen in seinem Kanal zu steuern, wird von 'Spintronics' als Ablösung oder Ergänzung der ladungsgesteuerten Elektronik gesprochen. Daher wird sehr aktiv an der Injektion von spinpolarisierten Elektronen in Halbleiter [5] und Halbleiter-Heterostrukturen [6] [7] sowie deren Transport [8] und Steuerung [9] geforscht. Um mit den Spins arbeiten zu können muss man in der Lage sein, sie effizient zu manipulieren, sei es durch Gates [10] oder durch Methoden der ESR. Auch der Einfluss der Kernspins wird in diesem Zusammenhang immer wichtiger [11] [12]. Um mit Hilfe elektrischer Felder Spins zu manipulieren, wurden Methoden entwickelt welche den Rashba-Effekt [13] [14] ausnutzen [15] [16] [17]. Dies eröffnet in der Spintronik neue Perspektiven, da über Kontakte angelegte Spannungen sehr gut kontrolliert werden können.

Auch die Standard-ESR kann jedoch von diesen Entwicklungen profitieren und neue Erkenntnisse liefern. Wilamowski und Jantsch [18] [19] zeigten an zweidimensionalen Elektronen-Systemen in Silizium-Germanium (SiGe) dass das elektrische Mikrowellenfeld einen starken Einfluss auf den g-Faktor und die Form des ESR-Signals hat. Rashba konnte zeigen, dass es möglich ist alleine mit einem elektrischen Feld eine Spin Resonanz zu erzeugen [10].

Eines der wichtigsten Systeme für moderne Spintronik ist das zweidimensionale Elektronengas in Galliumarsenid (GaAs)-Aluminium-Galliumarsenid (AlGaAs) Heterostrukturen. Zum einen macht es die moderne Molekularstrahlepitaxie (MBE)

möglich, Kristalle hoher Güte herzustellen. Zum anderen kann das Gallium im GaAs zum Teil durch Aluminium ersetzt werden. Der so gebildete ternäre Halbleiter, das  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , hat praktisch die gleiche Gitterkonstante wie GaAs, aber eine vom Aluminiumgehalt abhängige Bandlücke. Somit können räumliche Potentialstrukturen aufgebaut werden, die bis auf eine atomare Monolage genau definiert werden können. Annähernd ideale 2-D-Systeme mit sehr hohen Beweglichkeiten sind hierdurch möglich. Auch reines Aluminiumarsenid als 2-D-Schicht liefert sehr hohe Beweglichkeiten [20].

In dieser Arbeit wird gezeigt, dass mit Hilfe des Rashba-Feldes auch in 2-D-Systemen in III-V-Halbleitern direkte ESR gemessen werden kann. Dies war bisher nicht gelungen. Der direkte Nachweis der ESR über die Absorption des Spinsystems der Probe in einem magnetischen Wechselfeld ist für Elektronensysteme mit niedriger Elektronenzahl schwierig. In den Systemen SiGe und Silizium-Kohlenstoff (SiC) wurde bereits erfolgreich von verschiedenen Autoren [21] [22] [23] über ESR Experimente berichtet. Diese Experimente waren erfolgreich, da zum Einen die Proben von höchster Qualität waren, und zum Anderen die elektronischen und magnetischen Eigenschaften des Siliziums sehr gut bekannt waren.

Die Gruppe der III-V Halbleiter unterscheidet sich grundlegend in ihren elektronischen und magnetischen Eigenschaften vom SiGe. Diese liegen zum einen in der großen Hyperfein-Wechselwirkung in Aluminiumarsenid (AlAs) und Galliumarsenid begründet. Sowohl  $^{69}\text{Ga}$  wie auch  $^{71}\text{Ga}$  und  $^{75}\text{As}$  haben einen Kernspin von  $I = 3/2$ . Zum anderen führt die elektronische Bandstruktur zu einer größeren Kopplung der Leitungselektronen an die benachbarten Bänder. In Folge dessen liegt der g-Faktor weiter entfernt vom Wert des freien Elektrons, im Falle von GaAs gar bei  $g_{\text{GaAs}} = -0.4$ . Dies führt zunächst dazu dass die Resonanz außerhalb des erreichbaren Feldbereichs kommerzieller Spektrometer liegt. Weiterhin hat der exotische g-Faktor gravierende Auswirkungen auf die zu erwartenden Signale in der ESR, da fast alle Effekte, die die ESR beeinflussen, mit der Differenz von g zum Wert des freien Elektrons  $g_{\text{frei}} = 2.0023$  skalieren. Fluktuationen in der Dicke des Quantumwells, der das 2-D System beherbergt, haben daher im SiGe praktisch keine Auswirkungen, während im GaAs bereits eine Variation um wenige Atomlagen den g-Faktor um einige Prozent verändern können. Man erwartet in diesen Materialien ein schwaches, breites ESR Signal. Im Gegensatz dazu werden in SiGe-Systemen sehr schmale Linien (einige Milligauss Linienbreite [19]) beobachtet. Außerdem kann die ESR im GaAs, aufgrund des kleinen g-Faktors, nicht in Standard-Spektrometern gemessen werden.

Dies alles hat dazu geführt, dass direkte ESR an zweidimensionalen Systemen in III-V

Halbleitern bisher nicht reproduzierbar gelungen war [24]. Alternative Nachweisverfahren wie elektrische Detektion [25] oder optischer Nachweis [26] waren leichter zu beherrschen. Allerdings liefern sie stets nur indirekte Ergebnisse. Die elektrische Detektion beispielsweise benötigt einen spinabhängigen Streumechanismus und misst stets nur die Elektronen an der Fermi-Energie. Die optisch detektierte ESR braucht ihrerseits geeignete Systeme mit spin-abhängigen Fluoreszenz-Intensitäten.

Durch die Erfahrung, die in unserer Gruppe durch Messungen an SiGe und SiC Systemen vorhanden war, konnte ein speziell auf die Geometrie und die Anforderungen solcher Proben angepasstes Spektrometer aufgebaut werden.

Ziel dieser Arbeit war es, die Messtechnik bereit zu stellen und direkte ESR an zweidimensionalen Elektronensystemen in III-V Halbleitern nachzuweisen.





# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung und Problemstellung</b>	<b>i</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>v</b>
<b>1 Allgemeine Grundlagen</b>	<b>1</b>
1.1 Halbleiter . . . . .	1
1.1.1 Eigenschaften von Halbleitern in 3 Dimensionen . . . . .	2
1.1.2 Eigenschaften von Halbleitern in 2 Dimensionen . . . . .	5
1.1.3 Quantenhalleffekt und Shubnikov-de-Haas Oszillationen . . . . .	8
1.2 Elektronenspinresonanz . . . . .	13
1.2.1 Allgemeine Prinzipien . . . . .	14
1.2.2 Magnetismus . . . . .	17
1.2.3 Der g-Faktor . . . . .	19
1.2.4 Bychkov-Rashba-Effekt . . . . .	34
1.2.5 Einflüsse der Kernspins . . . . .	37
<b>2 Experimentelles</b>	<b>45</b>
2.1 X-Band-Spektrometer . . . . .	45
2.2 Q-Band-Spektrometer . . . . .	49
2.2.1 Der Fabry-Perot-Resonator . . . . .	49
2.3 Spezielle ESR-Techniken . . . . .	75
2.3.1 Overhauser-Verschiebungsspektroskopie . . . . .	75
<b>3 Das System Aluminiumarsenid</b>	<b>77</b>
3.1 Elektronische Eigenschaften von Aluminium-arsenid . . . . .	77
3.2 Eigenschaften der Probe . . . . .	79
3.3 ESR Messungen . . . . .	79
3.3.1 Q-Band . . . . .	80
3.3.2 X-Band . . . . .	97
3.4 Diskussion . . . . .	112
3.4.1 g-Faktor . . . . .	112
3.4.2 Einfluss des elektrischen Feldes . . . . .	114

---

<b>4</b>	<b>Das System Galliumarsenid</b>	<b>127</b>
4.1	Elektronische Eigenschaften von Galliumarsenid . . . . .	127
4.2	Probenaufbau . . . . .	129
4.2.1	ESR-Probe . . . . .	129
4.2.2	HLR-Probe . . . . .	131
4.3	Transport-Messungen . . . . .	132
4.3.1	HLR Probe . . . . .	132
4.3.2	ESR Probe . . . . .	140
4.4	ESR-Messungen . . . . .	142
4.4.1	Standard ESR . . . . .	143
4.4.2	Field-Pinning . . . . .	150
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>155</b>
5.1	Spektrometer . . . . .	156
5.2	Galliumarsenid . . . . .	156
5.2.1	HLR-Probe . . . . .	156
5.2.2	ESR-Probe . . . . .	158
5.3	Aluminiumarsenid . . . . .	159
5.3.1	Signalform . . . . .	160
5.3.2	Temperaturabhängigkeit . . . . .	161
5.3.3	Leistungsabhängigkeit . . . . .	162
5.3.4	g-Faktor . . . . .	163
5.3.5	Schlusswort . . . . .	163
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>165</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>171</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>177</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>179</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>181</b>

# Kapitel 1

## Allgemeine Grundlagen

In diesem Kapitel sollen in knapper Art und Weise die wichtigsten physikalischen Grundlagen besprochen werden, welche für das Verständnis der Messungen in den folgenden Kapiteln benötigt werden. Sowohl über die theoretischen und experimentellen Grundlagen der Elektronenspinresonanz (ESR) sowie der Eigenschaften von Halbleitern in Magnetfeldern und bei tiefen Temperaturen existieren viele umfangreiche und detaillierte Fachbücher und Originalpublikationen. Daher soll nur kurz auf die wesentlichen Punkte eingegangen werden und die formalen Zusammenhänge aufgezeigt werden. In Kapitel 1.1 werden kurz wesentliche Eigenschaften der untersuchten Halbleitersysteme zusammengefasst. Im speziellen wird in 1.1.2 auf die Problematik des 2-dimensionalen Elektronensystems im Quantentopf eingegangen. In 1.1.3 wird der Quantenhalleffekt kurz dargestellt, da er eine Eigenschaft des GaAs Systemes bei tiefen Temperaturen ist, welche zum Teil bei magnetischen Resonanz-Experimenten sehr stört. 1.2 stellt die Grundlagen der Elektronenspinresonanz vor, sowie ihre Anwendung auf die betrachteten Systeme. 1.2.2 erläutert die zentralen Eigenschaften der verwendeten Materialien im Bezug auf die ESR, die Magnetisierung des Elektronensystems sowie den g-Faktor der Elektronen, der speziell im GaAs eine außergewöhnliche Größe ist. 1.2.5 erweitert die Darstellung der Spin-Eigenschaften um den Kernspin und dessen Kopplung an das Elektronensystem.

### 1.1 Halbleiter

Die Stoffklasse der Halbleiter zeichnet sich dadurch aus, dass bei einer Temperatur von  $T = 0$  K das Leitungsband, das niedrigste unbesetzte Band, völlig leer und das Valenzband, das höchste besetzte Band, vollständig besetzt sind. Es stehen also keine Ladungsträger für einen Stromtransport zur Verfügung. In diesem Sinne ist ein Halbleiter bei tiefen Temperaturen einem Isolator gleich. Der Unterschied zwischen beiden Stoffklassen liegt in der Größe der Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband.

Im Halbleiter ist diese Bandlücke relativ klein, so dass bereits bei niedrigen Temperaturen eine relevante Änderung der Fermiverteilung erfolgt und Elektronen thermisch ins Leitungsband angeregt werden. Der Halbleiter zeigt dann Eigenleitung. Die Leitfähigkeiten in diesem Bereich sind jedoch zu gering, um von technischer Bedeutung zu sein. Interessant wird der Halbleiter durch die Möglichkeit, ihm durch Einfügen von Fremdatomen in sein Gitter Elektronen zuzuführen oder zu entziehen. Man spricht von einer Dotierung. Durch Dotieren mit Atomen aus benachbarten Hauptgruppen kann die Elektronenkonzentration im Halbleiter um viele Größenordnungen variiert werden. Dotieratome mit mehr Elektronen in ihrer Valenzschale als das ersetzte Halbleiteratom besetzen im Allgemeinen Zustände wenige meV unter der Leitungsbandkante. Sie wirken als flacher Donator, dessen Elektron leicht thermisch ins Leitungsband angeregt werden kann. So werden überzählige Elektronen im Leitungsband erzeugt, man spricht von einer n-Dotierung. Gleichsam bilden Dotieratome mit weniger Elektronen Akzeptorzustände aus, die Elektronen aus dem Valenzband aufnehmen können. Es entstehen folglich Löcher im Valenzband, welche einen Strom tragen können. Man spricht in diesem Fall von einer p-Dotierung. Durch eine geeignete Wahl der Dotierung kann also die Ladungsträgerkonzentration sowie die Art der Ladungsträger einstellen. Diese Eigenschaft ist verantwortlich für die Dominanz der Halbleiter in der modernen Mikroelektronik.

### 1.1.1 Eigenschaften von Halbleitern in 3 Dimensionen

Hier sollen einige wichtige Eigenschaften der Volumenmaterialien aufgezeigt werden [27] [28]. Für die Eigenschaften eines Halbleiters ist die Besetzung von Leitungs- und Valenzband von entscheidender Bedeutung. Die Elektronen im Leitungsband kann man idealisiert mit dem Modell des dreidimensionalen freien Elektronengases beschreiben. Hierbei wird für die Elektronen eine Dispersionsrelation der Form

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (1.1)$$

angenommen. Hierbei ist  $k$  der Impulsvektor des Elektrons,  $m^*$  seine effektive Masse. Die effektive Masse berücksichtigt die Abweichungen der Dispersionsrelation von der des freien Elektrons. Sobald die  $E(k)$  Beziehung anisotrop wird, wird  $m^*$  zu einem Tensor 2. Stufe. Sind die beteiligten Energiebänder nicht parabolisch, wird  $m^*$  energieabhängig. Die Anzahl der besetzbaren Zustände ergibt sich als Zustandsdichte durch die periodischen Randbedingungen. Nimmt man einen Halbleiter mit Volumen  $\Omega = L_x L_y L_z$  mit periodischen Randbedingungen  $\Psi(0) = \Psi(L_i)$ ,  $i = x, y, z$  dann ergeben sich erlaubte  $k$ -Werte:

$$k_m = \frac{2\pi m}{L}, m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (1.2)$$

Die Wellenfunktionen sind fortschreitende Wellen.

$$\psi_{lmn}(\mathbf{R}) = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y L_z}} \exp[\mathbf{i}(\mathbf{k}_x \mathbf{x} + \mathbf{k}_y \mathbf{y} + \mathbf{k}_z \mathbf{z})] = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \exp(\mathbf{iK} \cdot \mathbf{R})$$

Da beide Impulsrichtungen gleichermaßen vorkommen, fließt im Grundzustand kein Strom.

Trägt man die erlaubten Werte von  $k$  im dreidimensionalen Impulsraum mit den Achsen  $k_x, k_y, k_z$  auf, so ergibt sich ein Gitter aus äquidistanten Punkten. Jede Einheitszelle beinhaltet ein Volumen  $V$  im  $k$ -Raum:

$$V = \frac{2\pi^3}{\Omega}. \quad (1.3)$$

Daraus folgt eine Zustandsdichte im  $k$ -Raum von

$$N_{3D}(\mathbf{k}) = \frac{2\Omega}{2\pi^3}. \quad (1.4)$$

Der Faktor 2 berücksichtigt die zwei möglichen Spineinstellungen. Bezogen auf das Einheitsvolumen im Ortsraum ergibt sich also

$$n_{3D}(\mathbf{k}) = \frac{2}{2\pi^3}. \quad (1.5)$$

Dies ist eine Konstante, die für eine Dimension  $d$  des Halbleiters zu

$$n_d(\mathbf{k}) = \frac{2}{2\pi^d}. \quad (1.6)$$

verallgemeinert werden kann. Um aus dieser Zustandsdichte die energieabhängige Zustandsdichte zu gewinnen, muss die Anzahl der Zustände in einem Energie Intervall von  $E$  bis  $E + \delta E$  berechnet werden. Dies entspricht in drei Dimensionen einer Kugelschale vom Radius  $k$  bis  $k + \delta k$ , in zwei Dimensionen einem Kreisring zwischen  $k$  und  $k + \delta k$ , im eindimensionalen Fall einer Linie von  $k$  bis  $k + \delta k$ . Die Verknüpfung zwischen  $E$  und  $k$  ist wieder die Dispersionsrelation. Für parabolische Bänder (quasi freie Elektronen) ist dies Gleichung 1.1. Dieser Fall ist oft am Leitungsband Minimum zumindest näherungsweise erfüllt. Das Volumen der Kugelschale ist dann  $4\pi k^2 \delta k$ . Die

Anzahl der Zustände ergibt sich als Produkt aus Volumen und Zustandsdichte zu  $k^2/\pi^2\delta k$ . Das Energieintervall  $\delta E$  ergibt sich zu

$$\delta E = \frac{dE}{dk}\delta k = \frac{\hbar^2 k}{m^*}\delta k \quad (1.7)$$

In Abhängigkeit von der Energie ergibt sich die Anzahl der Zustände im Energieintervall  $E$  bis  $E + \delta E$  zu  $n_{3D}(E)\delta E$ . Durch gleichsetzen erhält man  $n_{3D}(E)\delta E = n_{3D}(E)(\hbar^2 k/m)\delta k = (k^2/\pi^2)\delta k$  und somit

$$n_{3D}(E) = \frac{m^* k}{\pi^2 \hbar^2} = \frac{m^*}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{2m^* E}. \quad (1.8)$$

Die Zustandsdichte eines realen Kristalls ist im allgemeinen komplizierter, da die Flächen konstanter Energie keine Kugeln mehr sind. Dem entsprechen nicht parabolische Bänder. Für viele Belange reicht das einfache Modell jedoch aus, da sich die Bänder zumindest nahe ihrer Energie Minima durch Parabeln annähern lassen. Ganz allgemein kann eine Zustandsdichte auch mit Hilfe eines Ansatzes der Form

$$n(E, x) = \sum_n |\psi_n(x)|^2 \delta(E - \varepsilon_n) \quad (1.9)$$

beschreiben. Diese Formulierung hält auch einer lokalen Betrachtung stand, wie sie zum Beispiel im Falle des Quantentopfes nötig wird, wenn zum Beispiel die Zustandsdichte am Rande des Topfes benötigt wird, wo die Wellenfunktion schon fast verschwindet. Man kann sich leicht überzeugen, dass eine Integration über das ganze System die richtige Gesamtzahl der Zustände ergibt.

$$\int n(E, x) dx = \sum_n \delta(E - \varepsilon_n) \int |\psi_n(x)|^2 dx = \sum_n \delta(E - \varepsilon_n) = N(E) \quad (1.10)$$

Um die in einem Energie Intervall tatsächlich besetzten Zustände zu ermitteln, muss die Zustandsdichte mit der Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände gewichtet werden. Da die Elektronen als Fermionen dem Pauliverbot unterliegen, wird ihre Verteilung durch die Fermi-Dirac Verteilung  $f(E, E_F, T)$  beschrieben. Es ist

$$f(E, E_F, T) = \left[ \exp\left(\frac{E - E_F(T)}{k_B T} + 1\right) \right]^{-1}. \quad (1.11)$$

Die Verteilungsfunktion nimmt Werte zwischen Null und Eins an und ist exakt 0.5 an der Stelle  $E = E_F$ .  $E_F$  wird allgemein als Fermienergie bezeichnet. Streng genommen

allerdings ist der Grenzwert  $E_F^0$  für  $T$  gegen 0 die Fermienergie. Sie ist eine Konstante. Die Größe  $E_F$  dagegen hängt im Normalfall von der Temperatur ab, da es für die Elektronen keine Zustände unterhalb der Bandkante gibt, jedoch bei steigender Temperatur eine wachsende Zahl von Zuständen höherer Energie von der Fermiverteilung mitgenommen wird. Da die Elektronendichte nicht von der Temperatur abhängt, muss  $E_F(T)$  mit steigender Temperatur abfallen um die Dichte der Elektronen konstant zu halten. Die Größe  $E_F(T)$  heißt richtiger elektrochemisches Potential  $\mu$ . Im allgemeinen ist die Integration über die Fermiverteilung multipliziert mit der Zustandsdichte nicht analytisch ausführbar. Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, ist das zweidimensionale System eine Ausnahme. Das chemische Potential kann aus der Zustandsdichte pro Einheitsvolumen 1.8 und der Fermiverteilung 1.11 berechnet werden.

$$n_{3D}(E)dE = \frac{m^*k}{\pi^2\hbar^2} = \frac{m^*}{\pi^2\hbar^3}\sqrt{2m^*E} \left[ \exp\left(\frac{E - \mu(T)}{k_B T} + 1\right) \right]^{-1} dE \quad (1.12)$$

Durch Vergleich mit der tatsächlichen Elektronendichte kann dann das chemische Potential bestimmt werden.

Die in dieser Arbeit untersuchten Halbleiter Galliumarsenid (GaAs), Aluminiumarsenid (AlAs) und Gallium-Aluminiumarsenid ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) kristallisieren in der Zinkblende Struktur. GaAs ist ein direkter Halbleiter, das heißt das Leitungsband Minimum und das Valenzband Maximum liegen in der Bandstruktur bei gleichem  $k$ -Vektor. AlAs ist ein indirekter Halbleiter, sein Valenzband Maximum liegt am  $\Gamma$ -Punkt, das heißt bei  $k = 0$ , sein Leitungsband Minimum dagegen in X-Richtung, am Rand der Brillouin-Zone in  $[100]$  Richtung. Für jede der 6 äquivalenten Richtungen gibt es ein solches Minimum, also ist das Leitungsband Minimum im AlAs 6-fach entartet.  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ist direkt für  $x < 0.45$ . [29] Für größeren Aluminium Gehalt wird der Halbleiter indirekt, die Elektronen halten sich dann in den X-Tälern des Leitungsbands auf.

### 1.1.2 Eigenschaften von Halbleitern in 2 Dimensionen

Ein Elektronengas wird dann zweidimensional genannt, wenn die Bewegung der Elektronen in einer Richtung völlig unterdrückt wird. Dies kann erreicht werden in dem man die Elektronen in einem Quantentopf von endlicher, aber sehr kleiner Dicke einschließt. Die Wellenfunktion der Elektronen bleibt dann eine Blochwelle in den 2 verbleibenden Richtungen und wird in der Wachstumsrichtung des Topfes vollständig quantisiert. Wenn nun der Abstand der Eigenzustände des Topfes groß gegen  $kT$  und

der Energie einer angelegten Spannung  $eU$  ist, so können die Elektronen nicht zu Bewegungen angeregt werden.

Für das zweidimensionale Elektronengas kann die Zustandsdichte wie im dreidimensionalen Fall berechnet werden. Es handelt sich hierbei um eine Flächendichte, da dem Elektronensystem keine räumliche Ausdehnung zugewiesen wird. Die Zustandsdichte ist in diesem Fall eine Konstante.

$$n_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi^2 \hbar^2} \quad (1.13)$$

Ist  $k_z$  ein Impuls in Richtung der Wachstumsrichtung der Struktur, so sind die Energiezustände in dieser Richtung quantisiert und werden im folgenden besprochen. In  $k_{x,y}$ -Richtung bleibt die Dispersionsrelation weiterhin

$$E_{x,y} = \frac{\hbar^2}{2m_x^*} k_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m_y^*} k_y^2 \quad (1.14)$$

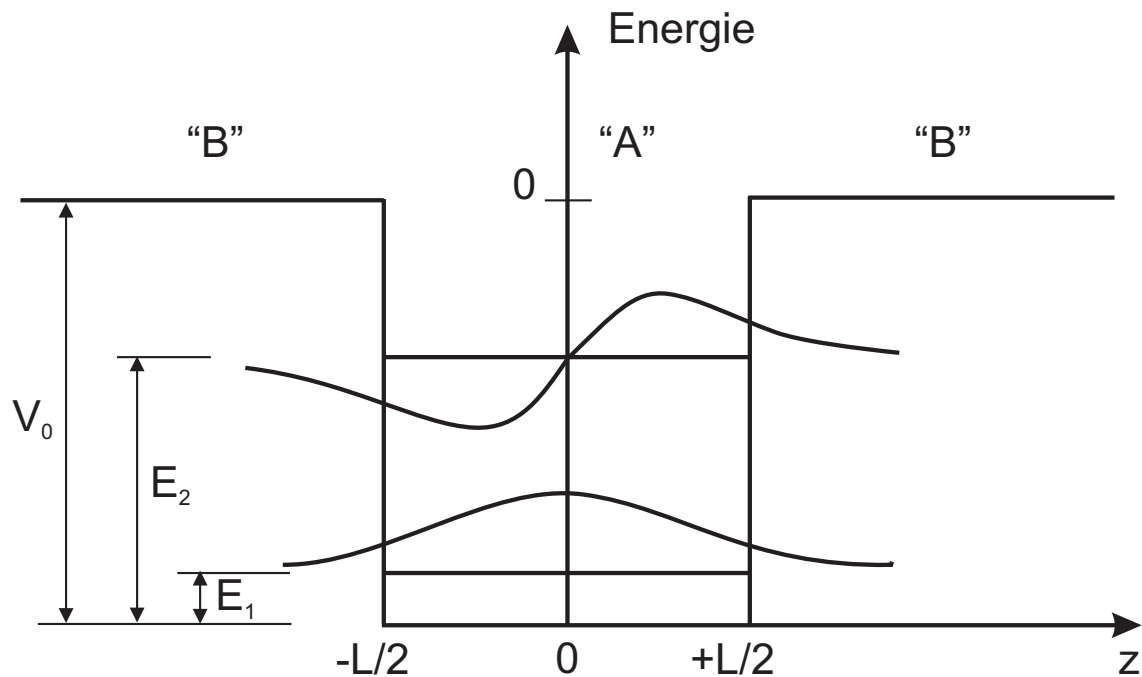
mit hier angenommenen richtungsabhängigen effektiven Massen welche eine Abweichung der Fermiflächen von der Kugelform berücksichtigen. Die Lagen der diskreten Energieniveaus in Wachstumsrichtung (im QW) lassen sich gut durch eine Envelope-Wellenfunktion beschreiben, welche sich aus der Lösung der Schrödinger-Gleichung

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m^*(z)} \cdot \frac{\delta^2}{\delta z^2} + V_c(z) \right) \chi_n(z) = \varepsilon_n \chi_n(z) \quad (1.15)$$

ergibt. Es ist  $m^*(z)$  die effektive Masse der Materialien A (QW) und B (Barriere) in Wachstumsrichtung.  $V_c(z)$  ist die vom Bandverlauf über die Materialabfolge B-A-B vorgegebene Energie am untersten Ende des Leitungsbands. Die  $\varepsilon_n$  sind die diskreten Energie-Eigenwerte der Elektronen im QW. Für einen idealisierten, rechteckigen Bandverlauf wie in Abbildung 1.1 und unter den Randbedingungen Stetigkeit von  $\chi_n(z)$  sowie Stetigkeit  $(1/m^*(z)) \cdot (\delta \chi_n(z) / \delta z)$  an den Materialübergängen A  $\leftrightarrow$  B zum Lösen der Schrödinger-Gleichung sowie unter Verwendung der Inversionssymmetrie am Zentrum des QW folgen ausschließlich gerade bzw. ungerade Lösungen der Form

$$\begin{aligned} \chi_n(z) &= A \cdot \cos(kz) && \text{für } |z| < L/2 \\ &= B \cdot \exp[-\kappa(z - L/2)] && \text{für } z > L/2 \\ &= B \cdot \exp[+\kappa(z + L/2)] && \text{für } z < -L/2 \end{aligned} \quad (1.16)$$





**Abbildung 1.1:** Skizze des jeweils tiefsten geraden und ungeraden Eigenzustands in einem symmetrischen QW endlicher Barrierenhöhe.

beziehungsweise

$$\begin{aligned}
 \chi_n(z) &= A \cdot \sin(kz) && \text{für } |z| < L/2 \\
 &= B \cdot \exp[-\kappa(z - L/2)] && \text{für } z > L/2 \\
 &= -B \cdot \exp[+\kappa(z + L/2)] && \text{für } z < -L/2
 \end{aligned} \tag{1.17}$$

mit den benutzten Abkürzungen

$$\varepsilon_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_A^*} - V_0 \quad , \quad \varepsilon_n = \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m_B^*} \tag{1.18}$$

und der Bedingung  $-V_0 < \varepsilon_n < 0$ . Unter Anwendung der erwähnten Stetigkeitsbedingungen erhält man für die geraden und ungeraden Lösungen schließlich folgende Bestimmungsgleichungen:

$$\left( \frac{k}{m_A^*} \right) \cdot \tan \frac{kL}{2} = \frac{\kappa}{m_B^*} \tag{1.19}$$

$$\left( \frac{k}{m_A^*} \right) \cdot \cot \frac{kL}{2} = \frac{-\kappa}{m_B^*} \tag{1.20}$$

$$\tag{1.21}$$

Leitet man aus 1.18 eine Beziehung zwischen  $\kappa$  und  $k$  ab, so können diese Bestimmungsgleichungen numerisch oder graphisch gelöst werden und man erhält die gesuchten, diskreten Werte für  $k$  und mittels 1.18 für die energetischen Lagen  $\varepsilon_n$ . Hierbei darf die Richtungsabhängigkeit der effektiven Massen nicht in Vergessenheit geraten: in der Schrödinger-Gleichung steht explizit die Masse in Wachstumsrichtung  $z$ . Diese ist bei einem AlAs-QW  $1.1 \cdot m_e$ , wohingegen für die Bewegung der Elektronen innerhalb der QW-Ebene die bezüglich der Fermi-Ellipsoide transversale effektive Masse  $m_t^* = 0.19 \cdot m_e$  zu verwenden ist.

### 1.1.3 Quantenhalleffekt und Shubnikov-de-Haas Oszillationen

Der Quantenhalleffekt (QHE) hat für die vorliegende Arbeit nur in sofern eine Bedeutung, als er über die mit ihm verbundenen Shubnikov-de-Haas Oszillationen zu einer starken Abhängigkeit der Probenleitfähigkeit vom Magnetfeld führt. Der eigentliche Quantenhalleffekt, die Quantisierung des Hallwiderstandes, ist in diesem Zusammenhang nicht entscheidend. Da in den ESR-Resonatoren eine solche Änderung der Leitfähigkeit zum Verlust der Impedanzanpassung führt, ist der Effekt als solcher in einer ESR-Messung sehr hinderlich. Konstruktiv kann er dazu benutzt werden, in einer strukturierten und kontaktierten Probe die Ladungsträgerdichte zu bestimmen. Im folgenden soll daher die Variation des Längswiderstandes als Funktion des Magnetfeldes kurz und anschaulich erläutert werden. Weiterführendes findet sich zum Beispiel in [30] und [28].

#### Landau Quantisierung

Die Reduktion des Elektronensystems auf zwei Dimensionen führt zu einer Quantisierung der Zustände bezüglich der Wachstumsrichtung und man erhält die Zustände im Quantentopf. Ein Magnetfeld senkrecht zur Ebene des Topfes zwingt die Elektronen durch die Lorentz-Kraft in klassischer Näherung auf Kreisbahnen. Die Dimension des Systems wird effektiv weiter reduziert, da eine der freien Koordinaten nun mit der zweiten über die Bahnkurve fest verknüpft ist. Dies führt zu einer weiteren Quantisierung, der so genannten Landau-Quantisierung. Dies ist allerdings nur der Fall, wenn die Kreisbahnen auch in ausreichendem Maße durchlaufen werden, ohne dass die Ladungsträger gestreut werden. Ist die mittlere stoßfreie Zeit durch  $\tau$  gegeben, so kann man als Bedingung für die Ausprägung einer Quantisierung

$$\tau \cdot \omega_C \gg 1 \quad (1.22)$$

angeben, wobei  $\omega_C$  die Zyklotronfrequenz der Elektronen ist, die durch  $\omega_C = e \cdot B_0 / m^*$  ( $e$ : Teilchenladung,  $m^*$ : effektive Masse des Teilchens,  $B_0$ : äußeres Magnetfeld) bestimmt ist. Im Falle des zweidimensionalen Elektronensystems hängt  $\tau$  im wesentlichen von der Temperatur und von der Beweglichkeit der Elektronen in der Schicht ab. Für hinreichend hohe Beweglichkeiten und tiefe Temperaturen ist die Bedingung in Gleichung 1.22 im allgemeinen erfüllt. Anschaulich führt das Elektron auf der Kreisbahn eine harmonische Schwingung in x- und in y-Richtung aus. Es kann also als zweidimensionaler harmonischer Oszillator quantisiert werden. Dementsprechend sind die Energien der Landau-Niveaus als

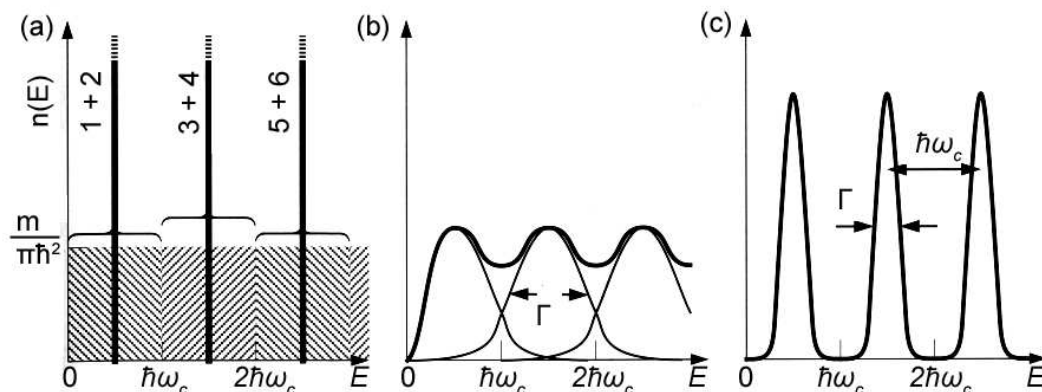
$$E_{Landau} = \hbar\omega_C \cdot \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (1.23)$$

gegeben. Zusammen mit der Energie des Quantentopf-Zustandes und der Zeeman-Aufspaltung des Spins ergibt sich eine Gesamtenergie von

$$E_{Landau} = E_{QW}^l + \hbar\omega_C \cdot \left( n + \frac{1}{2} \right) + m_S g \mu_B B_0 \quad (1.24)$$

Ausgehend von der konstanten Zustandsdichte eines zweidimensionalen Elektronensystems (Kapitel 1.1.2) ergibt sich für das System im Magnetfeld nun eine Zustandsdichte, wie sie in Abbildung 1.2 dargestellt ist. Die Landau-Niveaus sind im Idealfall Deltafunktionen bei den Energien  $E_{Landau}$  wie sie in Gleichung 1.24 dargestellt sind. Da mit Magnetfeld gleich viele Zustände vorhanden sein müssen wie ohne, ergibt sich für jedes Landau-Niveau eine Entartung, welche der Fläche unter der 2-D-Zustandsdichte (Gleichung 1.13) in 1.2, (a), über einen Energiebereich von jeweils  $\hbar\omega_C$  entspricht. Jedes Landau-Niveau ist also  $\frac{m^*}{\pi^2 \hbar^2} \cdot \hbar\omega_C$ -fach entartet. Die Entartung hängt über die Zyklotronfrequenz vom Magnetfeld ab. Die Nummerierung der Niveaus in Abbildung 1.2(a) zählt die Spin-Unterniveaus jeweils als ein Niveau, daher (1+2) als Nummer der ersten Deltafunktion. In realen Systemen sind die deltaförmigen Niveaus durch Verunreinigungen verbreitert. Dann liegen in der Mitte der verbreiterten Niveaus (Abbildung 1.2(b),(c)) die ungestörten, 'ausgedehnten' Zustände. An den Rändern liegen die 'lokalisierten' Zustände, welche nicht zum Stromtransport beitragen (siehe Abbildung 1.4). Für kleine Magnetfelder ergibt sich somit das in Abbildung 1.2(b) gezeigte Bild, eine weiterhin annähernd konstante Zustandsdichte, welche durch die Landau-Niveaus

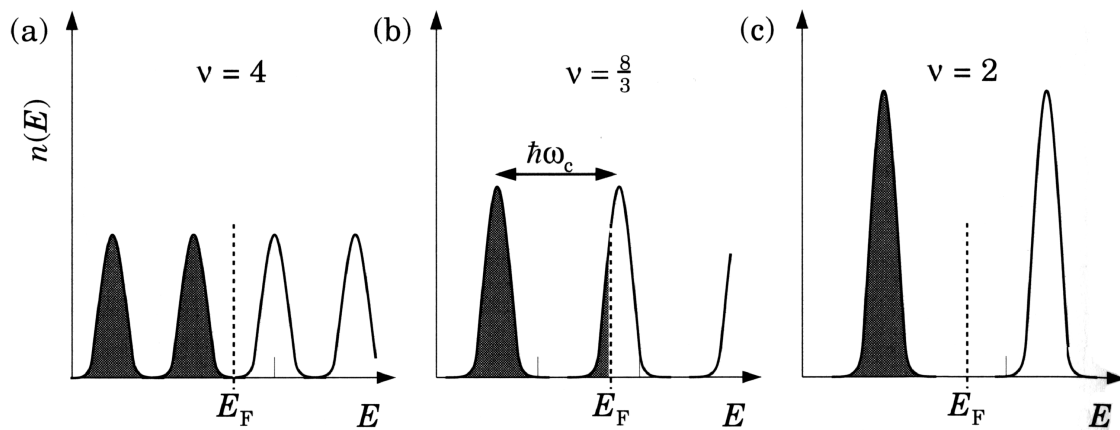
moduliert wird. Bei größeren Feldern nimmt die Entartung der Landau-Niveaus zu, während sie gleich breit bleiben, daher ergibt sich das Bild aus Abbildung 1.2(c), eine Zustandsdichte, welche einzelne Peaks an der Energie  $E_{Landau}$  aufweist.



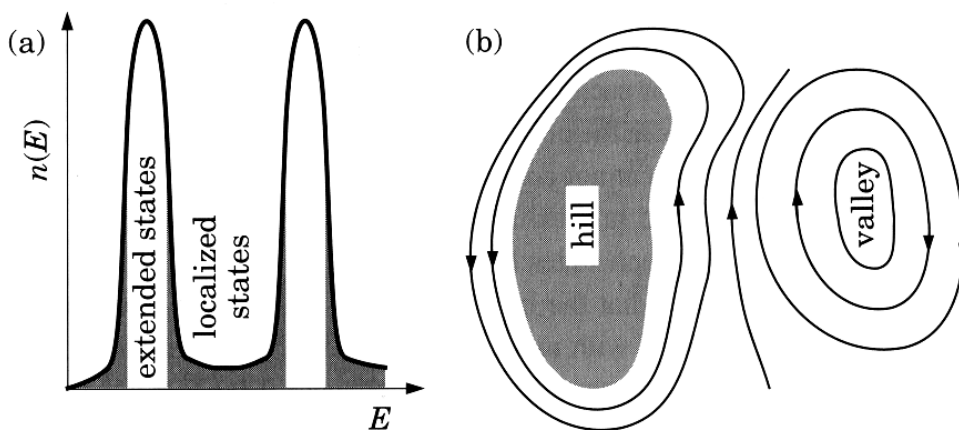
**Abbildung 1.2:** Verlauf der Zustandsdichte über dem Magnetfeld. (a): 2-D Zustandsdichte mit Landau-Niveaus. (b): Landau-Niveaus bei geringen Magnetfeldern mit Verbreiterung. (c): Bei hohen Magnetfeldern mit Verbreiterung.

Für ein zweidimensionales System mit einer Anzahl  $N$  Elektronen sind die Zustände aus Gleichung 1.24 bis zur Fermienergie  $E_F$  besetzt. Um das System als zweidimensional betrachten zu können, darf nur der Grundzustand des Quantentopfes besetzt sein, also  $l = 0$ . Eine beispielhafte Besetzung für  $B_0 \neq 0$  ist in Abbildung 1.3 gezeigt. Die Elektronen füllen in diesem Beispiel genau zwei, noch spin-entartete Niveaus. In diesem Fall spricht man von einem Füllfaktor von  $\nu = 4$ . Wird das Magnetfeld erhöht, so vergrößert sich die Entartung der Landau-Niveaus, wie oben besprochen. Es können also mehr Elektronen ins unterste Niveau (Abb. 1.3(b)). Bei noch höherem Feld ist nur noch ein Niveau besetzt, es ist  $\nu = 2$ . Es ist zu beachten dass also immer ein ganzzahliger Füllfaktor vorliegt wenn die Fermienergie exakt zwischen den Landau-Niveaus liegt.

Für den realen Fall, in dem ein Untergrund an lokalisierten Zuständen vorhanden ist, (siehe Abbildung 1.4) werden diese auch entleert, wenn im Landau-Niveau darunter genug Zustände frei sind. Lokalisierte Zustände entstehen durch Fluktuationen im Potentialverlauf der zweidimensionalen Schicht. In einem Gebiet rund um eine Störung kann ein Elektron eine leicht erhöhte oder verringerte Energie haben. Es kann dann nicht ohne Abgabe eines Phonons aus der Umgebung dieser Störung entkommen. Es bleibt also an seine Störstelle lokalisiert und trägt nicht zum Transport bei. Diese Zustände machen jedoch nur einen kleinen Teil der gesamten Zustandsdichte aus.

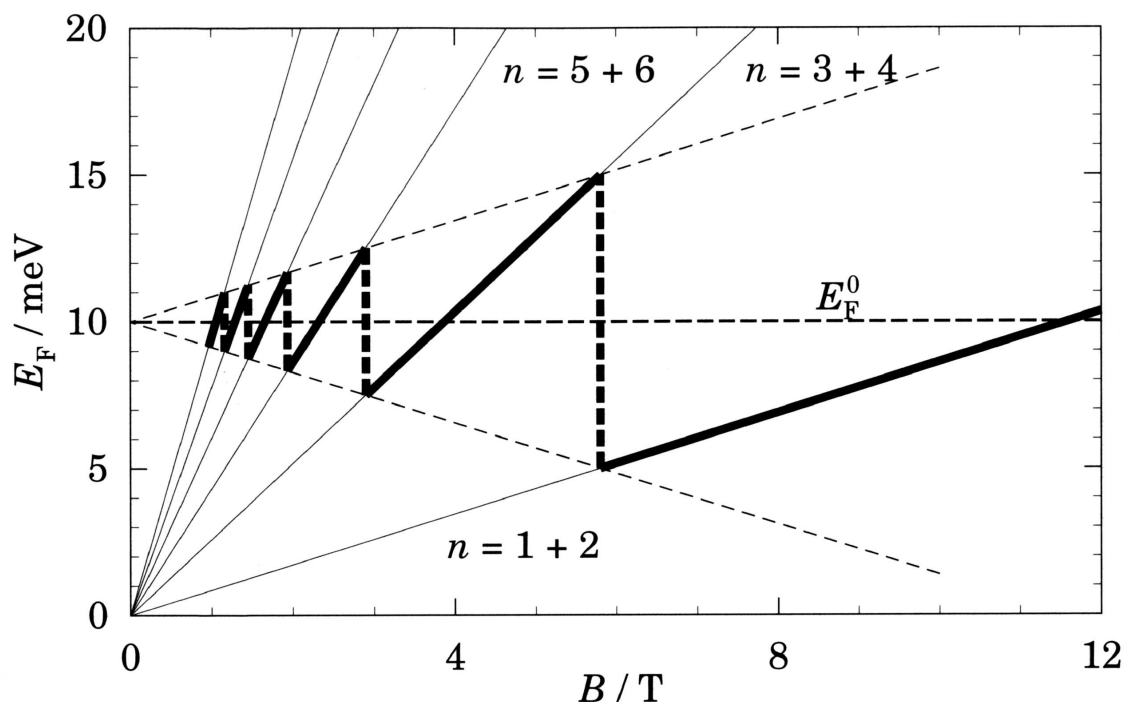


**Abbildung 1.3:** Landau-Niveaus bei verschiedenen Magnetfeldern und Füllfaktoren  $\nu$



**Abbildung 1.4:** Lokalisierte und delokalisierte Zustände in den Landau-Niveaus

Um den Einfluss dieser Umbesetzung auf die Leitfähigkeit zu beschreiben, betrachtet man, wie sich die Fermienergie in dieses Bild einfügt. Für den Fall sehr niedriger Temperatur kann angenommen werden, dass sich die Fermienergie immer bei den Elektronen mit der höchsten Energie befindet. Wenn die Fermienergie innerhalb eines Landau-Niveaus zu liegen kommt, herrschen die gleichen Verhältnisse wie in einem Metall. Es liegt ein teilweise gefülltes Band vor, mit dem Ergebnis metallischer Leitfähigkeit des 2-D-Systems. Liegt die Fermienergie jedoch in den Randbereichen des Niveaus, oder zwischen zwei Landau-Niveaus, so existieren dort nur lokalisierte Zustände, welche keinen Stromtransport ermöglichen. Das zweidimensionale System wird dort also eine verschwindende Leitfähigkeit aufweisen.



**Abbildung 1.5:** Verlauf der Fermienergie über dem Magnetfeld.

Die Variation der Fermienergie mit dem Magnetfeld ist in Abbildung 1.5 dargestellt. Solange sich noch Elektronen in einem Landau-Niveau befinden, steigt die Fermienergie mit wachsendem Magnetfeld an (durchgezogene Linie), da das Landau-Niveau linear mit dem Magnetfeld ansteigt. Ist das Niveau vollständig in das darunter liegende entleert, springt die Fermienergie nach unten (gestrichelte Linie in Abb. 1.5). Befinden sich zwischen den einzelnen Landau-Niveaus keine lokalisierten Zustände, so ist das System quasi immer in einem metallischen Zustand endlicher Leitfähigkeit. Befinden sich hier jedoch ausgedehnte Energiebereiche mit lokalisierten Störzuständen, so springt die Fermienergie nicht senkrecht nach unten, sondern beschreibt wieder eine geneigte Gerade abwärts, während diese Zustände entleert werden. Über diesen Magnetfeldbereich weist die Probe eine verschwindende Leitfähigkeit auf. Da der Widerstand der Probe diejenige Größe ist, welche über den Spannungsabfall detektiert wird, sei hier kurz der Zusammenhang dargestellt. Sowohl Widerstand als auch Leitfähigkeit sind für dieses System anisotrope Größen und werden durch Tensoren zweiter Stufe dargestellt. Es ist  $\underline{\rho}$  der Tensor des elektrischen Widerstands und  $\underline{\sigma}$  der Tensor der Leitfähigkeit. Allgemein gilt  $\underline{\rho} = \underline{\sigma}^{-1}$ . Im zweidimensionalen System sind diese Tensoren dargestellt durch 2x2 Matrizen mit jeweils 2 unabhängigen Kompo-

nennten:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{xx} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} \end{pmatrix}^{-1} \quad (1.25)$$

Für jede einzelne Komponente kann die Matrixinversion einfach durchgeführt werden und es gilt für die hier interessante Komponente  $\rho_{xx}$ :

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (1.26)$$

Wie man leicht sieht, behält  $\rho_{xx}$  endliche Werte wenn  $\sigma_{xx}$  ungleich Null ist und wird Null wenn die Leitfähigkeit verschwindet. Dieses Verhalten erscheint ungewöhnlich, wird jedoch verständlich, wenn man den genauen Mechanismus der Leitung und die Geometrie der Proben in Betracht zieht. Hierfür sei auf die einschlägigen Lehrbücher verwiesen [30]. Eine typische Messung des Längswiderstandes ist in Abbildung 1.6 gezeigt. Hier wurde an einem der in Kapitel 4 verwendeten Galliumarsenid Quantentöpfe der Längswiderstand über dem Magnetfeld gemessen.

Die Stellen, an denen der Längswiderstand verschwindet, liegen immer genau zwischen den Landau-Niveaus und entsprechen jeweils einem ganzzahligen Füllfaktor, wie oben erläutert. Da hier immer  $E_F^0 = \hbar\omega_C n$  ist (ohne Spinaufspaltung), gilt für die Magnetfeldposition des Füllfaktors  $n$  (mit 1.13):

$$n = \frac{E_F^0}{\hbar\omega_C} \quad (1.27)$$

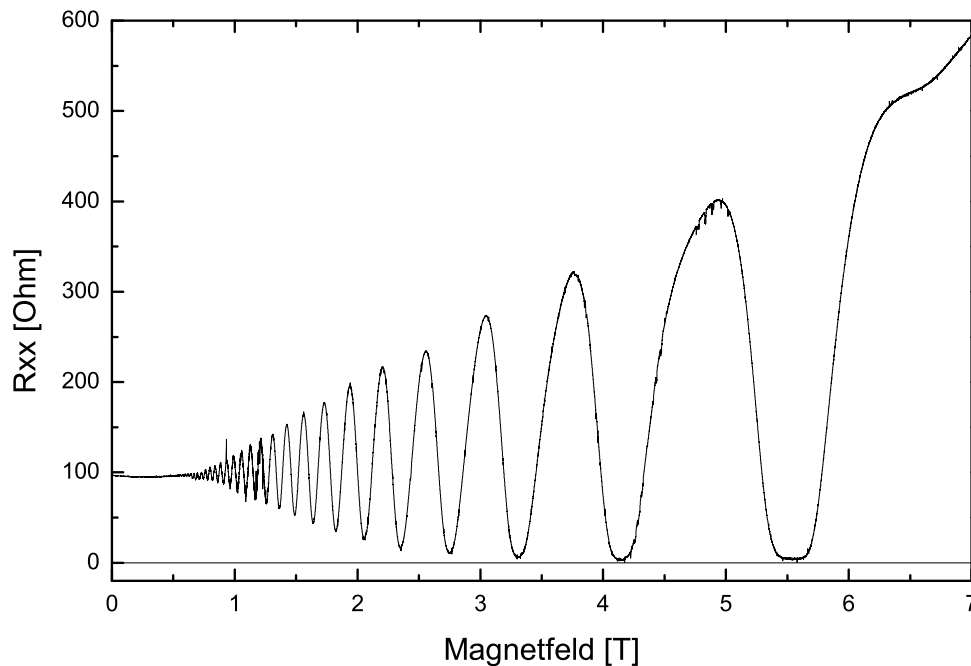
$$= \frac{E_F^0 m^*}{\hbar e B_0} \quad (1.28)$$

$$= \frac{E_F^0 N \pi^2 \hbar}{e B_0} \quad (1.29)$$

$N$  ist die Elektronendichte im Quantentopf ist. In einer Auftragung von  $n$  über den Magnetfeldern der Minima im Widerstand  $B_n$  erhält man also eine Ursprungsgerade aus deren Steigung die Ladungsträgerdichte bestimmt werden kann.

## 1.2 Elektronenspinresonanz

Die Elektronenspinresonanz (ESR) ist eine vielseitig einsetzbare, nicht-destruktive und in vielen Materialien anwendbare Messmethode. Da die spintragenden Elektronen



**Abbildung 1.6:** Gemessene Shubnikov-de-Haas-Oszillationen am GaAs-Quantentopf. Siehe Kapitel 4.3.

im Regelfall stark durch ihre Umgebung beeinflusst werden (chemische Bindung), gibt es keine einheitliche Theorie der ESR für alle Fälle. Daher ist die Anzahl der theoretischen Konzepte zur Beschreibung der Wechselwirkungen sehr groß. Ebenso ist die Zahl der experimentellen Techniken relativ groß, da für viele Fragestellungen spezielle Meßanordnungen entwickelt und optimiert wurden. Hier soll in knapper Form das allgemeine Gerüst der ESR und der notwendigen Konzepte dargestellt werden. Für Details sei an die einschlägigen Lehrbücher verwiesen [31], [32].

### 1.2.1 Allgemeine Prinzipien

Die der ESR zugänglichen Teilchen sind Elektronen-Spin-tragende Atome, Ionen, Moleküle oder Elektronen. Für ein Elektron als geladenes Teilchen ist jeder Drehimpuls  $\mathbf{J}$  (und damit auch der Spin  $\mathbf{S}$ ) mit einem kollinearen magnetischen Moment  $\boldsymbol{\mu} = g \cdot \mu_B \cdot \mathbf{J}$  verbunden. Jeder solche, nicht verschwindende Spin  $\mathbf{S}$ , sei er ganz- oder halbzahlig, besitzt bezüglich einer Vorzugsrichtung  $(2S + 1)$  Einstellmöglichkeiten. Diese Vorzugsachse ist in der ESR im allgemeinen durch das statische, äußere Magnetfeld  $\mathbf{B}_0$



vorgegeben. Sie wird auch als Quantisierungsachse bezeichnet. Im Falle eines Spins in einem Festkörper kann die Quantisierungsachse auch durch die Symmetrie des Gitters vorgegeben sein, wenn der Einfluss des Kristallfeldes größer ist als der des Magnetfeldes. Der Spin wechselwirkt mit dem Magnetfeld über das mit jedem Spin verknüpfte magnetische Moment  $\mu = g\mu_B \mathbf{S}$ . Es ergibt sich eine statische Wechselwirkung zwischen dem Magnetfeld  $\mathbf{B}_0$  und dem magnetischen Moment  $\mu$  von

$$\hat{H}_{Ze} = \mu_B \mathbf{B}_0 \underline{g} \hat{\mathbf{S}} \quad (1.30)$$

Der g-Faktor, welcher die vom Material abhängigen Einflüsse auf die Stärke der Wechselwirkung beinhaltet, ist im allgemeinen anisotrop und wird dann durch den Tensor 2. Stufe  $\underline{g}$  beschrieben. Kommen zum äußeren Feld  $\mathbf{B}$  noch Kristall-, Hyperfein- oder andere innere Felder hinzu, so weicht die Quantisierungsachse von der Richtung des äußeren Feldes ab.

Für ein System mit vielen isolierten Einzelspins oder nur schwach gekoppelten Spins sind die Einzelspins energetisch im Ensemblemittel Boltzmann verteilt.

Die anschaulichste Beschreibung der Spindynamik leitete Felix Bloch mit seinem semiklassischen Ansatz her [33]. Er beschreibt die Bewegung der Erwartungswerte des Spins als Präzession eines Drehimpulses, auf den ein Drehmoment wirkt. Der Spin wird hier also als ein klassischer Drehimpuls aufgefasst, der jedoch aufgrund seiner quantenmechanischen Eigenschaften sich nicht parallel zum Magnetfeld ausrichtet, sondern eine seiner möglichen Einstellrichtungen besitzt. Dadurch wirkt ein Drehmoment auf den magnetischen Dipol im äußeren Feld. Die Präzessionsfrequenz

$$\omega_0 = \frac{g\mu_B}{\hbar} B_0 = \gamma B_0 \quad (1.31)$$

heißt Larmorfrequenz. Hier wurde ein isotroper g-Faktor  $g$  angenommen. Die Larmorfrequenz hängt über das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$  linear vom Magnetfeld  $B_0$  ab. Da der Spin präzediert, ist im thermischen Gleichgewicht nur die dem Magnetfeld parallele (longitudinale, z) Komponente des magnetischen Moments von Null verschieden. Die senkrechten (transversalen, x-y) Komponenten mitteln sich durch die Präzession im Ensemblemittel aus.

Betrachtet man die Situation in einem System von rotierenden Koordinaten, deren Rotationsachse dem äußeren Magnetfeld parallel ist und das mit der Larmorfrequenz rotiert, so steht das magnetische Moment dort still. Legt man nun ein in diesem Koordinatensystem statisches Feld senkrecht zum äußeren Feld an, so präzediert das

magnetische Moment um dessen Richtung. Auf diese Weise kann der Vektor des magnetischen Moments also aus der longitudinalen in eine transversale Richtung und weiter in die negative longitudinale Richtung bewegt werden. Eine Drehung um 180° entspricht genau einem Übergang vom Zustand  $+m_s$  des Spins nach  $-m_s$ . Dieses Feld entspricht im Laborkoordinatensystem einem magnetischen Wechselfeld  $B_1$  in der x-y-Ebene. Der Spin präzediert dann im Laborsystem um das resultierende Feld, welches sich vektoriell als  $\mathbf{B}_{res} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1$  ergibt. In Resonanz gilt dann

$$\hbar\omega_0 = g\mu_B B_0. \quad (1.32)$$

Während die Resonanzbedingung erfüllt ist, absorbiert das System Energie aus dem magnetischen Wechselfeld. Diese Energie wird durch die Kopplung des Spinsystems an seine Umgebung dissipiert. Die Umgebung ist in diesem Falle das Gitter des Festkörpers mit allen anderen Freiheitsgraden. Abhängig von der Leistung des Wechselfeldes und der Zeitkonstante des Energieaustausches mit der Umgebung  $T_1$  stellt sich ein neues Gleichgewicht ein. Die charakteristische Zeitkonstante  $T_1$  heißt Spin-Gitter-Relaxationszeit. Für sehr große Wechselfelder und große  $T_1$ -Zeiten erreicht man nahezu eine Gleichbesetzung der Einstellmöglichkeiten und ein Absinken der Absorption (Sättigung). Sowohl die Anregung der Spinflips als auch die Relaxation über das Gitter sind induzierte Prozesse, spontane Spinflips kommen praktisch nicht vor. Durch die Anregung des Systems mit dem Wechselfeld  $B_1$  wird die Kohärenz in der z-Richtung in die x-y-Ebene transferiert. Wechselwirkungen der Spins untereinander zerstören diese Kohärenz, wobei die Gesamtenergie des Spinsystems erhalten bleibt. Eine kohärente Magnetisierung in der x-y-Ebene zerfällt im einfachsten Fall exponentiell mit der transversalen Relaxationszeit  $T_2$ , auch Spin-Spin Relaxationszeit genannt. Speziell im Festkörper kommen aufgrund der starken Wechselwirkung der Elektronen untereinander häufig kompliziertere Kohärenzzerfälle vor. Die Wechselwirkung mit dem Gitter entzieht dem Spinsystem Energie und zerstört die Kohärenz vollständig.

In der cw-ESR Spektroskopie wird dieses Wechselfeld permanent auf die in einem Resonator befindliche Probe gestrahlt und das Magnetfeld variiert, um so die Resonanzlinienform abzutasten. Gemessen wird dann meist die vom Resonator reflektierte Leistung bei exakter Impedanzanpassung außerhalb der Resonanz. Eine Absorption der Probe ändert die Impedanz des Resonators und damit auch die reflektierte Leistung. Zur Untersuchung der Dynamik eignen sich gepulste Methoden besser. Das  $B_1$ -Feld wird nur für einen Zeitraum eingestrahlt der ausreicht, um die Magnetisierung zum Beispiel um 90° in die x-y-Ebene präzedieren zu lassen und dann wieder

abgeschaltet. Da diese Präzession kohärent erfolgt, liegen alle Spins bei gleicher Phase in der Transversalebene. Man kann nun das von der rotierenden Magnetisierung in einer Testspule induzierte Resonanzsignal messen. Da die Magnetisierung mit der Spin-Spin-Relaxationszeit zerfällt, heißt dieses Signal Free Induction Decay (Freier Induktionszerfall, FID). Seine Fouriertransformierte ist im wesentlichen die Absorptionslinie.

Die erhaltenen Linien liefern folgende Informationen :

- g-Faktor  
er ergibt sich aus der Lage der Absorptionslinie. Er liefert wichtige Eigenschaften wie Spin-Bahn-Kopplung, Bandverläufe in Festkörpern oder die Kristallstruktur.
- Linienform  
sie gestattet Aussagen über die Spindynamik
- Relaxationszeiten  
sie sind im Rahmen der cw-ESR über Linienbreite ( $T_2$ ) und Sättigungsverhalten ( $T_1, T_2$ ) zugänglich.

### 1.2.2 Magnetismus

Eine fundamentale Messgröße der Elektronenspin-Resonanz ist die Amplitude des Resonanzsignals. Diese Amplitude stellt ein proportionales Maß für die Magnetisierung bzw. die paramagnetische Suszeptibilität der untersuchten Probe dar und liefert insbesondere durch ihre Temperatur-Abhängigkeit wichtige Informationen über die Statistik und eventuelle Kopplungsmechanismen der Elektronenspins. Entsprechend des Überlapps der einzelnen Elektronen-Wellenfunktionen sind unterschiedliche statistische Modelle für die Beschreibung der Elektronen erforderlich, das vorliegende Kapitel beschränkt sich auf den Curie-Paramagnetismus und den Pauli-Paramagnetismus.

#### Curie Paramagnetismus

Ein Curie-artiges Spinsystem liegt in einem Halbleiter immer dann vor, wenn die beteiligten Elektronen in statistischem Sinne unterscheidbar sind. Dies ist dann der Fall, wenn ihre Wellenfunktionen nicht oder nur wenig überlappen, wenn also ein Austausch der Elektronen untereinander mit hoher Rate unterbunden ist und die Elektronen als lokalisiert betrachtet werden können. Ein Beispiel hierfür sind n-dotierte Halbleiterkristalle mit einer Dotierungskonzentration, die deutlich unter dem kritischen Wert für

einen Halbleiter-Metall-Übergang liegt. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann der Paramagnetismus nur für das Spinnmoment der Elektronen besprochen werden, Bahnanteile werden nicht berücksichtigt. Für einen Spin mit  $s = 1/2$  existieren in einem Magnetfeld  $B_0$  die beiden magnetischen Eigenzustände  $m_s = \pm 1/2$ , deren Entartung nun aufgehoben ist. Energetisch unterscheiden sich diese beiden Niveaus durch die Energiedifferenz  $E_z = g \cdot \mu_B \cdot B_0$ , die Magnetisierung erhält man als Antwort auf die Frage, um wie viel das energetisch tiefere Zeeman-Niveau stärker besetzt wird als das energetisch höhere Niveau. Die Differenz der beiden Besetzungszahlen  $N_+$  und  $N_-$  ist dann die Zahl der magnetischen Momente, die zur paramagnetischen Magnetisierung des Systems beitragen. In statistisch exaktem Sinne müssen hierzu die Elektronen durch ihren halbzahligen Spin im Rahmen der Fermi-Statistik behandelt werden. Diese Formulierung geht jedoch unter der für niedrig dotierte Halbleiter realistischen Bedingung  $E_F \ll kT$  in den Boltzmann-Grenzfall über. Detaillierte Rechnungen finden sich in vielen Lehrbüchern der Festkörperphysik und liefern für die Magnetisierung  $M_{\text{curie}}(T)$  das Ergebnis (in Hochtemperaturnäherung:  $g \cdot \mu_B \cdot B_0 \ll kT$ ) :

$$M_{\text{curie}}(T) = \frac{(g\mu_B)^2 \cdot s \cdot (s + 1) \cdot B_0}{3kT} \cdot n_{\text{curie}} \quad (1.33)$$

Die Teilchendichte  $n_{\text{curie}}$  kann hier als Volumendichte oder Flächendichte interpretiert werden, entsprechend gibt  $M_{\text{curie}}(T)$  die Anzahl Bohrscher Magnetone  $\mu_B$  pro Probenvolumen bzw. Probenfläche an.  $s$  ist die Spinquantenzahl, da die Curie-Magnetisierung in dieser Form allgemein für beliebiges  $s$  gilt. Für reinen Spinmagnetismus bei Leitungselektronen ist  $s = 1/2$ . Mit  $c = m_0 \cdot M/B_0$  folgt für die paramagnetische Suszeptibilität das bekannte Curie-Gesetz  $c = C/T$  mit der Curie-Konstanten  $C$

$$C = \frac{(g\mu_B)^2 \cdot s \cdot (s + 1) \cdot \mu_0}{3k} \cdot n_{\text{curie}} \quad (1.34)$$

und der wesentlichen Eigenschaft, dass die Größen 'Magnetisierung' und 'Suszeptibilität' proportional zur inversen Temperatur  $1/T$  sind.

### Pauli-Paramagnetismus (3D)

Im Gegensatz zum Curie-System, bei dem die energetische Lage der Elektronen ausschließlich über die beiden diskreten Zeeman-Niveaus behandelt werden konnte, baut sich bei einem Elektronensystem hoher Dichte und somit ununterscheidbarer Teilchen über diesen Niveaus eine Fermi-Verteilung auf. Um die für die Magnetisierung

relevante Differenz der Besetzungsdichten  $n_+$  und  $n_-$  zu ermitteln, muss eine Integration über die Quadratwurzel-förmige Zustandsdichte durchgeführt werden, die im Abschnitt 1.1.2 für den zweidimensionalen Fall näher erklärt wird. Im dreidimensionalen Fall liefert die Rechnung für die Magnetisierung das Ergebnis

$$M_{3D} = \frac{3\mu_B^2}{2kT_F} \cdot B_0 \cdot n \quad (1.35)$$

Hierbei wurde die Fermi-Temperatur über  $E_F = k \cdot T_F$  eingeführt. Diese Größe kann für Metalle (mit  $T_F \gg T$ ) als unabhängig von der Temperatur  $T$  angesehen werden, so dass  $M_{3D}$  ebenfalls keine Funktion der Temperatur darstellt. Die Elektronendichte  $n$  ist in 1.35 eine Volumendichte und bestimmt die Magnetisierung proportional. Im folgenden zweidimensionalen Fall wird diese Abhängigkeit nicht mehr erscheinen.

### Pauli-Paramagnetismus (2D)

Ein zweidimensionales Elektronensystem muss statistisch gesehen wie ein Pauli-Spinsystem betrachtet werden. Entscheidende Unterschiede zu 1.2.2 sind die konstante Zustandsdichte sowie die Tatsache dass für viele Systeme selbst bei tiefen Temperaturen die Bedingung  $T_F \gg T$  nicht mehr gilt. Die Magnetisierung des Elektronensystems muss neu berechnet werden. Diese Berechnung kann in [23] und [22] nachgelesen werden.

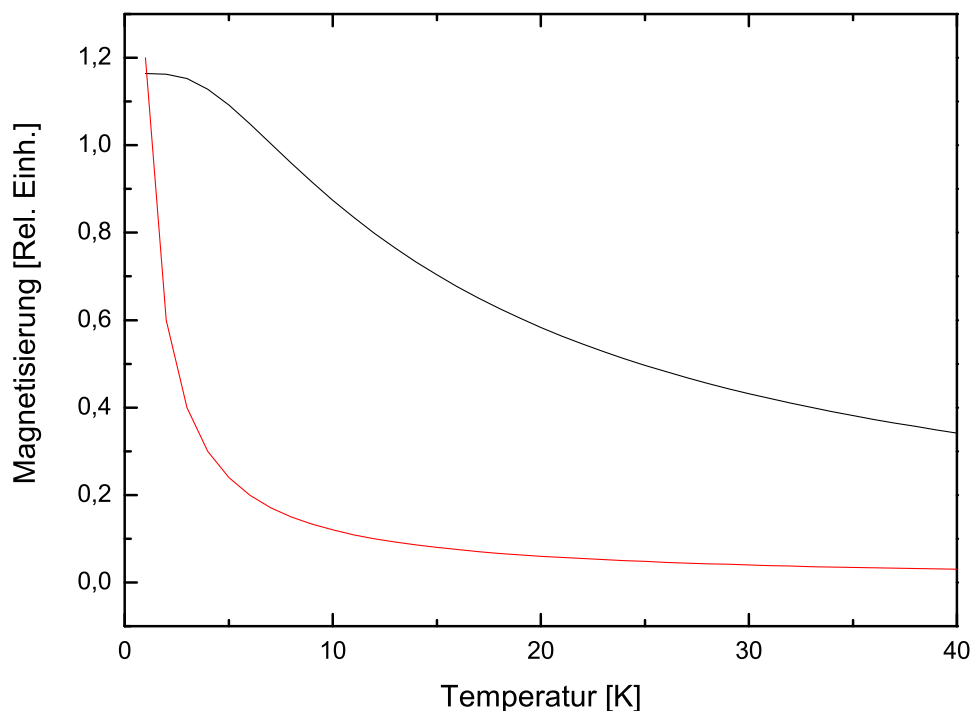
Das Ergebnis für die Magnetisierung ist

$$M_{2D} = \frac{M_x m^* g \mu_B}{2\pi \hbar^2} \left\{ kT \ln \left[ \exp \left( \frac{E_F}{kT} \right) - 1 + \exp \left( \frac{-g\mu_B B}{2kT} \right) \right] - kT \ln \left[ \exp \left( \frac{E_F}{kT} \right) - 1 + \exp \left( \frac{g\mu_B B}{2kT} \right) \right] + g\mu_B B \right\} \quad (1.36)$$

Abbildung 1.7 zeigt die Magnetisierung für den Fall eines Aluminiumarsenid-QW mit 1.2 meV Fermienergie über der Temperatur aufgetragen.  $M_x$  ist die Anzahl der äquivalenten Täler, welche im Quanten-Well besetzt sind, und  $M^*$  die relevante effektive Masse. Bemerkenswert ist, dass die Magnetisierung nicht explizit von der Ladungsträgerdichte abhängt. Der Wert  $M_{2D}(T \rightarrow 0)$  ist von unabhängig von  $n_{2D}$ .

### 1.2.3 Der g-Faktor

Der Proportionalitätsfaktor zwischen dem Spin und dem mit ihm verknüpften magnetischen Moment, der  $g$ -Faktor, stellt die wohl wichtigste Messgröße der magnetischen



**Abbildung 1.7:** Magnetisierung eines Curiesystems (Rot) und eines 2D Pauli-Systems mit einer Fermi-Energie von 1.2 meV (Schwarz)

Resonanz an Elektronenspins dar. Er ergibt sich hier als Proportionalitätsfaktor zwischen der Mikrowellenfrequenz  $\nu$  und dem Magnetfeld  $B_0$ , bei dem die Resonanz detektiert wird. Speziell im Festkörper ist der g-Faktor im Rahmen der  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie direkt mit Parametern der Bandstruktur verknüpft und kann aus diesen berechnet werden. Im Gegenzug dienen präzise g-Messungen dazu, diese Parameter sowie die in der  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie verwendeten Näherungen zu korrigieren und zu verfeinern. Obgleich an keiner Stelle dieser Arbeit, außer in Form von Zitaten und Vergleichen, die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie zur Anwendung kommt, ist es doch wichtig, die wesentlichen Grundzüge dieser störungstheoretischen Methode aus der Sichtweise des Experimentators darzustellen. Das Ziel dieses Kapitels ist deshalb ein besseres Verständnis und die Möglichkeit der Bewertung der in dieser Arbeit erfolgten g-Messungen und der Schwierigkeiten, welche durch den weit vom Standardwert  $g = 2$  entfernten g-Faktor des Galliumarsenids entstehen. Eine umfassende Darstellung des Themas 'g-Faktor' würde allein durch die vielen theoretischen Arbeiten auf diesem Gebiet jeglichen Rahmen sprengen. Ei-

ne schöne Sammlung aus der ich in diesem Kapitel frei zitiere, wurde von meinem Kollegen C. Weinzierl ausgearbeitet [23].

### Der g-Faktor des freien Elektrons

Der Spin eines Elektrons in einer potentialfreien Umgebung ist eine Folge der relativistischen Quantentheorie und wurde von ihrem Entdecker Dirac im Jahre 1928 vorhergesagt. Aus der Diracschen Theorie errechnet sich der g-Faktor des freien Elektrons zu  $g = 2$  [34]. Die Berücksichtigung der Wechselwirkung des Elektrons mit seinem eigenen Strahlungsfeld führt zu quantenelektrodynamischen Korrekturen des g-Faktors. Nach [35] und [36] erhält man

$$g = 2 \cdot (1 + a_e) \quad \text{mit} \quad a_e = \sum_n A_n \cdot (\alpha/\pi)^n. \quad (1.37)$$

Hierin ist  $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c)$  die Feinstruktur-Konstante mit  $1/\alpha = 137.0359976$ . Die Faktoren  $A_n$  sind Gegenstand komplexer theoretischer Berechnungen [35] und auf experimenteller Seite wurden etliche Techniken zur präzisen Bestimmung von  $g$  erdacht [36].

Der heute gebräuchliche Wert  $g_{frei} = 2.0023193043737$  der in dieser Arbeit durchgehend verwendet wird ist [37] entnommen. Allerdings wird oft, wie auch in der Literatur gebräuchlich von  $g = 2$  gesprochen wenn  $g_{frei}$  gemeint ist.

### Der g-Faktor des Elektrons im einzelnen Atoms

Im Gegensatz zum freien Elektron erfährt ein Elektron in der Atomhülle Wechselwirkungen mit dem Kern, in Form des Coulomb-Potentials. Diese führt zu einem Bahn-Drehimpuls des Elektrons, abhängig von der Symmetrie der resultierenden Wellenfunktion. Dadurch ergibt sich eine Abweichung des g-Faktors vom Wert  $g_{frei}$  welche hier angegeben werden soll. Für einen Bahn-Drehimpuls  $\mathbf{l}$  und einen Spin  $\mathbf{s}$  ergibt sich ein Gesamt-Drehimpuls  $\mathbf{j}$  durch die Spin-Bahn-Kopplung. Es folgt nach relativistischer Berechnung [34] eine Wechselwirkungsenergie  $\mathbf{V}_{\mathbf{l},\mathbf{s}}$  mit

$$\mathbf{V}_{\mathbf{l},\mathbf{s}} = \frac{1}{2} \cdot a \cdot [j \cdot (j + 1) - l \cdot (l + 1) + s \cdot (s + 1)] \quad (1.38)$$

Hier ist  $j = l \pm s$  die neue Drehimpuls-Quantenzahl und  $a \sim Z^4/n^3$  die Spin-Bahn-Kopplungskonstante, die in dieser Formulierung für Wasserstoff-ähnliche Atome von

der Hauptquantenzahl  $n$  und der Kernladung  $Z$  abhängt. Die Abhängigkeit von  $Z$  wird auch im Festkörper wieder wichtig sein. Die Behandlung des Problems über den Gesamtdrehimpuls ist nur dann möglich, wenn das Potential kugelsymmetrisch ist. Dann lässt sich der atomare  $g$ -Faktor des einzelnen Elektrons im Atom exakt darstellen als

$$g_j = 1 + \left( \frac{j \cdot (j + 1) - l \cdot (l + 1) + s \cdot (s + 1)}{2 \cdot j \cdot (j + 1)} \right) \quad (1.39)$$

mit  $g_j = 1$  für  $s = 0$  und  $g_j = 2$  für  $l = 0$ . Der Ausdruck 1.39 ist die entscheidende Größe für magnetische Effekte in der Atomphysik, zum Beispiel den Zeeman-Effekt.

### Der $g$ -Faktor des Elektrons im Festkörper

Der Versuch, den  $g$ -Faktor des Elektrons im Festkörper exakt zu berechnen scheitert allein schon an der gewaltigen Zahl beteiligter Teilchen und Wechselwirkungen. Ein sehr erfolgreicher Ansatz geht davon aus, dass Leitungsband-Elektronen, welche im allgemeinen aus  $s$ -artigen Atomzuständen entstehen, den  $g$ -Faktor  $g = g_{frei}$  des freien Elektrons ohne Bahndrehimpuls haben. Nur durch Beimischungen aus anderen Bändern, etwa  $p$ -artigen Valenzbändern bekommt das Elektron 'ein wenig' Bahndrehimpuls und ändert so seinen  $g$ -Faktor weg vom Wert des freien Elektrons. Um dies quantitativ zu erfassen, muss man die Bandstruktur sowie die Beimischungen zum Leitungsband genau bestimmen.

Eine Methode, welches dieses unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung im Festkörper leistet, ist die so genannte  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode [38]. Mit Hilfe dieser störungstheoretischen Methode können Bandverläufe und effektive Massen und letztlich auch  $g$ -Faktoren aus den Energiezuständen in der Mitte der Brillouinzone und optischen Matrixelementen gewonnen werden. Sie soll zum besseren Verständnis kurz skizziert werden.

Ausgangsbasis der  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode ist die Einteilchen Schrödinger-Gleichung

$$\left( \frac{p^2}{2m} + V \right) \cdot \Psi = E \cdot \Psi \quad (1.40)$$

$V$  ist hier das periodische Potential der Gitterstruktur, das von dem einzelnen Elektron wahrgenommen wird. Die Wellenfunktion  $\Psi$  ist eine Bloch-Welle der Gestalt  $\Psi = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \cdot u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ , das bekannte Produkt aus einer ebenen Welle und einer gitterperiodischen Funktion  $u$ . Im Ortsraum ist  $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$  und es ergibt sich nach einigen Rechenschritten eine separierte Darstellung der Form



$$\left( \frac{p^2}{2m} + \frac{\hbar \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}{m} + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} + V \right) \cdot u_{n,\mathbf{k}} = E_{n,\mathbf{k}} \cdot u_{n,\mathbf{k}} \quad (1.41)$$

Der Anteil der ebenen Welle wurde hier absepariert. Wie man leicht sieht, ergibt sich für  $\mathbf{k} = 0$  das ungestörte Problem, also kein Einfluss des periodischen Gitters auf die Energieeigenwerte. Die beiden mittleren Terme in Gleichung 1.41 werden nun als Störung aufgefasst und in Störungstheorie behandelt. Wie in [38] gezeigt wird ergibt sich für alle  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$  das ungestörte Problem, sofern dieser Punkt des Bandes  $n$  ein Extremum darstellt. Formal wird dann jeweils  $\mathbf{k}$  durch  $\mathbf{k} - \mathbf{k}_0$  ersetzt. So können die Lösungen des ungestörten Problems  $u_{n,0}$  bestimmt werden. man erhält einen vollständigen Satz orthonormaler Basisfunktionen mit

$$\left( \frac{p^2}{2m} + V \right) \cdot u_{n,0} = E_{n,\mathbf{k}} \cdot u_{n,0}. \quad (1.42)$$

Von diesen Lösungen ausgehend kann nun in Störungstheorie die Energie  $E_{n,\mathbf{k}}$  eines Zustandes in der Umgebung eines extremalen Punktes  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$  entwickelt werden. Für nicht entartete Bänder folgt dann

$$E_{n,\mathbf{k}} = E_{n,0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar^2}{m^2} \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle u_{n,0} | \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} | u_{n',0} \rangle|^2}{E_{n,0} - E_{n',0}} \quad (1.43)$$

Die Störung beinhaltet also sämtliche nicht diagonalen Matrixelemente des Operatorprodukts  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  in der Basis der  $u_{n,0}$ . Dies bedeutet in Worten eine Beimischung aller Bänder  $n'$  zur Energie des Zustandes im Band  $n$ , gewichtet mit dem energetischen Abstand der Bänder bei  $\mathbf{k} = 0$  oder  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$ . Führt man für kleine Werte von  $k$  die effektive Masse  $m^*$  ein, so ergibt sich mit der Definition

$$E_{n,\mathbf{k}} = E_{n,0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (1.44)$$

ein Ausdruck für die effektive Masse:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m} + \frac{2}{m^2 k^2} \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle u_{n,0} | \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} | u_{n',0} \rangle|^2}{E_{n,0} - E_{n',0}} \quad (1.45)$$

Im Rahmen der Gruppentheorie lässt sich zeigen, dass aus Symmetriegründen viele der oben enthaltenen Matrixelemente verschwinden [38] [39]. Für die verbleibenden

Matrixelemente muss abgeschätzt werden, wie groß ihr Einfluss auf die effektive Masse ist, so dass sich je nach Struktur und Zusammensetzung des Festkörpers 3-Band- und 5-Band-Modelle durchgesetzt haben. Wird mit  $n$  das Leitungsband bezeichnet, so werden im ersten Fall nur die drei Valenzbänder  $n'(lh)$ ,  $n'(hh)$  und  $n'(so)$  berücksichtigt, im 5-Band-Modell wird zusätzlich der Einfluss zweier energetisch höherer Leitungsbander mit gerechnet. Der entscheidende Vorteil der  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie ist die Tatsache, dass die wenigen verbleibenden Matrixelemente mit den Matrixelementen elektrischer Dipol-Übergänge identifiziert werden können. Diese lassen sich zusammen mit der direkten Bandlücke  $E_g$  aus den spektroskopischen Daten optischer Absorptions-Experimente gewinnen. Eine qualitative Konsequenz lässt sich aus obigem Ausdruck bereits ablesen: Je kleiner die Energielücke  $E_g$  zwischen Leitungsband-Unterkante und Valenzband-Oberkante ist, desto kleiner wird auch die effektive Masse der Leitungsband-Elektronen sein, die Krümmung des Leitungsbandes nimmt also ausgehend von der parabolischen Form zu. Eine tabellarische Übersicht gerechneter und gemessener effektiver Massen in Verbindung mit der Bandlücke  $E_g$  findet sich für einige Halbleiter in [38] und bestätigt diese Konsequenz vollständig.

Bislang wurde das Problem des Spins und des Bahndrehimpulses eines Halbleiter-Elektrons ausgelassen. Man stellt sich nun die Frage, welchen g-Faktor ein Elektron im Leitungsband oder in einem energetisch darunter liegenden Störstellenband eines Halbleiters aufweist. Eine häufig zitierte Aussage findet sich in Büchern der Festkörperphysik und der magnetischen Resonanz an Festkörpern und lautet: 'Der Bahndrehimpuls im Festkörper ist ausgelöscht' oder englisch 'quenched'. Da diese Aussage unter anderem zu falschen Schlussfolgerungen führen kann, soll ihre Herkunft kurz dargestellt werden - schließlich wird gezeigt, dass sie in der Bändertheorie des Festkörpers nicht haltbar ist. Im Rahmen der Kristallfeldtheorie werden bei dem Einbau eines Ions in einen Isolator (oder allgemein in die energetisch verbotene Zone eines Festkörpers) unvollständig gefüllte elektronische Zustände betrachtet, da nur diese einen unkompenzierten Bahndrehimpuls oder Spin aufweisen können. Bezüglich dieser Elektronen wird nun unterschieden, ob die Wechselwirkungsenergie der Spin-Bahn-Kopplung gross ist, verglichen mit der Wechselwirkung der Elektronen mit dem kristallelektrischen Potential, oder ob das von den umgebenden 'Bausteinen' des Kristallgitters aufgebrauchte Kristallpotential die dominierende Größe darstellt. Der erste Fall liegt bei den Ionen der seltenen Erden vor. Ihre unvollständig gefüllten 4f-Schalen sind durch vollständig gefüllte 5s- und 5p-Schalen abgeschirmt, so dass der Magnetismus dieser Elektronen in erster Näherung wie im atomaren Fall mit Spin-Bahn-Kopplung behandelt werden kann - das Kristallfeld wird als Störung

berücksichtigt. Die Ionen der Übergangsmetalle bilden das andere Extrem. Ihre unvollständig gefüllten d-Schalen sind die äußersten elektronischen Zustände des Atoms und wechselwirken entsprechend stark mit dem lokalen elektrischen Potential des Kristalls. Bezüglich dieses Falles wird die Aussage des ausgelöschten Bahndrehimpulses auf elegante, quantenmechanische Weise entwickelt, so dass die Argumentation hier der Vollständigkeit wegen wiedergegeben wird [32]: Die Basis der Argumentation ist die Betrachtung nicht-entarteter elektronischer Zustände ohne Berücksichtigung des Spin-Freiheitsgrades. Solche Zustände werden beispielsweise von den atomaren p-Orbitalen gebildet, wenn die l-Entartung durch die Wechselwirkung mit dem Kristallfeld aufgehoben ist. Eine solche Wellenfunktion  $\Psi$  muss reellwertig sein, da die sonst mögliche Bildung der konjugiert-komplexen Funktion  $\Psi^*$  bereits eine zweifache Entartung bedingen würde. Der Operator der z-Komponente des Drehimpulses,  $L_z$ , lässt sich darstellen als:

$$\mathbf{L}_z = \frac{\hbar}{i} \left( x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) \quad (1.46)$$

Der Erwartungswert von  $\mathbf{L}_z$  bezüglich der Wellenfunktion  $\Psi$  ergibt sich also zu

$$\langle \Psi | \mathbf{L}_z | \Psi \rangle = \frac{\hbar}{i} \int \Psi \left( x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) \Psi d\tau \quad (1.47)$$

Innerhalb des Integrals stehen ausschließlich reelle Größen, somit muss der Erwartungswert von  $L_z$  rein imaginär sein. Dies ist ein Widerspruch, da  $L_z$  ein hermitescher Operator ist und somit reelle Erwartungswerte besitzt. Somit folgt  $L_z \equiv 0$ , was sich auf gleiche Weise für die Komponenten  $L_x$  und  $L_y$  zeigen lässt - der Bahndrehimpuls ist ausgelöscht. Diese Argumentation könnte nun irreführender Weise auf die Bändertheorie des Festkörpers übertragen werden, da die Zustände, aus denen die Bänder aufgebaut sind, als nicht-entartet betrachtet werden können (die Entartung der Valenzbänder der schweren und leichten Löcher im Zentrum der Brillouin-Zone kann beispielsweise durch ein elektrisches Feld oder eine uniaxiale Gitterverspannung aufgehoben werden). Eine simple Konsequenz der strengen Auslöschung des Bahndrehimpulses wäre die Zuordnung  $l = 0$  zu allen Valenz- und Leitungsbändern im  $E(k)$ -Diagramm. Elektrische Dipolübergänge mit der Auswahlregel  $\Delta l = \pm 1$  zwischen diesen Bändern erscheinen unsinnig und die magnetische Resonanz dürfte an Leitungsband-Elektronen ausschließlich den g-Faktor des freien Elektrons messen, die Spin-Bahn-Kopplung wäre außer Kraft gesetzt. Y. Yafet zeigt in einer Monographie über den g-Faktor von Leitungselektronen [40], warum das Argument des

ausgelöschten Bahndrehimpulses in der Bändertheorie des Festkörpers nicht haltbar ist. Des Beweis ist rein mathematisch - nachfolgend wird deshalb der Versuch unternommen, die Darstellung in Worte zu fassen. Man untersuche die Eigenschaften des Bahndrehimpuls-Operators  $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ . Dieser Operator ist, angewandt auf Bloch-Wellenfunktionen nicht hermitesch, da  $\mathbf{p}$  nur in einer Basis von Funktionen  $\Psi$  hermitesch ist, welche entweder periodisch sind oder im Unendlichen verschwinden. Schreibt man das Vektorprodukt des Operators  $\mathbf{L}$  in Komponenten-Darstellung und benutzt die Vertauschungsrelation  $[\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_j] = i\hbar \cdot \delta_{ij}$ , so erkennt man, dass  $\mathbf{p}$  auf eine Basis angewandt wird, die aus dem Produkt von  $\mathbf{r}$  und den Bloch-Wellenfunktionen  $\Psi_{Bloch}$  aufgebaut ist. Dieses Produkt ist weder periodisch, noch verschwindet es im Unendlichen, da  $\mathbf{r}$  nicht periodisch ist und die Blochfunktionen im Ortsraum unendlich ausgedehnt sind. Ist nun  $\mathbf{L}$  nicht hermitesch, so sind seine Eigenwerte nicht notwendig reell und der mathematische Beweis des ausgelöschten Bahndrehimpulses schlägt fehl. Was bedeutet diese Aussage nun in Worten? Die Bändertheorie des Festkörpers ist eine räumlich nicht-lokale Darstellung, in der die Eigenfunktionen  $\Psi_{Bloch}$  des Elektrons im Ortsraum vollständig delokalisiert sind. Hingegen ist diese Darstellung im  $k$ -Raum vollständig lokal und man muss Eigenfunktionen  $\Psi_{Bloch}$  über ein ganzes Spektrum von  $k$ -Werten superponieren, um ein einzelnes Elektron räumlich lokalisiert als Wellenpaket zu beschreiben. In der Kristallfeld-Theorie betrachtet man andererseits räumlich lokalisierte Zustände eines Elektrons. Im Prinzip sind dies die atomaren Wellenfunktionen, modifiziert durch den Einfluss des kristallelektrischen Feldes. Obgleich diese Modifikation sehr stark sein kann, ändert sie nichts an der Tatsache, dass die Basis aus Eigenfunktionen des Elektrons aufgebaut wird, welche in unmittelbarer Nähe des Ionen-Zentrums stark abfallen. Selbst das Produkt aus  $\mathbf{r}$  und diesen Eigenfunktionen verschwindet im Unendlichen sehr schnell, so dass der Operator  $\mathbf{p}$  in einer quadrat-integrablen Basis auftritt -  $\mathbf{p}$  ist hermitesch und der Bahndrehimpuls ist ausgelöscht. Wie muss nun die Bändertheorie das Problem des Bahndrehimpulses und der Spin-Bahn-Kopplung behandeln? Hierzu werden bei ungestörtem Problem, also ohne Spin-Bahn-Kopplung, den Bändern die Drehimpuls-Quantenzahlen  $l$  zugeordnet, die auch den atomaren Niveaus entsprechen, aus denen die Bänder entstanden sind. Beispielsweise wird den drei am  $\Gamma$ -Punkt entarteten Valenzbändern des Si-Kristalls der Bahndrehimpuls  $l = 1$  zugeordnet, sie sind  $p$ -artig. Ihr atomarer Ursprung sind die aus der Konfiguration  $3s3p^3$  gebildeten  $sp^3$ -Hybridorbitale der Diamantstruktur. Sie sind bindend, die Maxima der elektronischen Aufenthaltswahrscheinlichkeit befinden sich auf der Verbindungsgerade benachbarter Gitterplätze. Das Si-Leitungsband denkt man sich nun aus den atomaren  $4s$ -Niveaus aufgebaut. Es ist somit  $s$ -artig

mit  $l = 0$ ,  $g = g_{frei}$  und einem maximalen  $|\Psi|^2$  im Zentrum der Atomrümpfe. Im übrigen ist dieses Maximum verantwortlich für die sehr hohe dynamische Kernspin-Polarisation (DNP) der Leitungselektronen, die in vielen Halbleitern beobachtet wird (siehe 1.2.5). Die verursachende Fermi-Kontakt-Wechselwirkung ist ja gerade proportional zu  $|\Psi(\mathbf{r} = 0)|^2$ . Bildlich gesprochen würde sich das Leitungsband-Elektron auf seinem Pfad durch den Kristall von Rumpfzentrum zu Rumpfzentrum 'bewegen', das Vektorprodukt  $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$  wäre Null, wenn  $\mathbf{r}$  den zu  $\mathbf{p}$  parallelen Verbindungsvektor Rumpfzentrum  $\Rightarrow$  Elektron darstellt. Das Valenzelektron würde in diesem Bild hingegen die Rumpfzentren mit endlichem Abstand  $\mathbf{r}_0$  'umlaufen'. Obiges Vektorprodukt nimmt endliche Werte an und das Elektron 'sammelt' im zeitlichen Mittel auf seinem Pfad Bahndrehimpuls auf. Wird schließlich die Spin-Bahn-Kopplung als Störung mit berücksichtigt, so führt dies beispielsweise für das Leitungselektron zu einer geringfügigen Beimischung energetisch benachbarter Zustände. Dieses Elektron ist nicht mehr in einem rein s-artigen Zustand zu beschreiben, sein Zustand enthält l-behaftete Anteile und die Spin-Bahn-Wechselwirkung schiebt dessen g-Faktor vom Wert  $g = g_{frei}$  weg. Dieses 'Mischen' der Zustände ist eine generelle Konsequenz der quantenmechanischen Störungstheorie. Man denke sich ein quantenmechanisches Problem, dessen Hamilton-Operator ohne Spin-Bahn-Kopplung (oder jede sonstige Störung) mit den Zuständen  $\Psi_{n,l,s}$  als Basis vollständig diagonalisierbar ist. Die Quantenzahlen  $l$  und  $s$  des Bahndrehimpulses und des Spins sind so genannte gute Quantenzahlen. Dies trifft nicht mehr zu, wenn nun die Spin-Bahn-Kopplung als weiterer Term in den Hamilton-Operator aufgenommen wird. Will man das Problem dennoch diagonalisieren, muss die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses  $j$  anstelle der  $l$  und  $s$  eingeführt werden. Will man hingegen den erweiterten Hamilton-Operator  $\hat{H}$  nach wie vor in der Darstellung der  $\Psi_{n,l,s}$  anschreiben, muss man Störungstheorie betreiben und  $\hat{H}$  enthält in dieser Darstellung Matrixelemente  $\langle \Psi_{n,l,s} | \hat{H} | \Psi_{n',l',s'} \rangle$ , die nichtdiagonal sind. Diese Matrixelemente bedeuten nichts anderes als die Beimischung energetisch benachbarter Zustände  $\Psi_{n',l',s'}$  zu dem ursprünglich reinen Zustand  $\Psi_{n,l,s}$ , gewichtet mit der relativen Größe der behandelten Störung und dem energetischen Abstand  $E(\Psi_{n',l',s'}) - E(\Psi_{n,l,s})$ . Hierbei sei betont, dass die Störungstheorie ein quantenmechanisches Werkzeug darstellt mit dessen Hilfe konkrete Ergebnisse errechnet werden können. Sie entzieht sich somit in gewisser Hinsicht einer anschaulichen Vorstellung. Obgleich dies eine spekulative Aussage ist, könnte man sich das Problem bildlicher vorstellen, wenn man dem Leitungsband-Elektron im Rahmen der Quantenfeldtheorie und mit Hilfe der Energie-Zeit-Unschärfe endliche Verweildauern in benachbarten Bändern zubilligen würde. Durch permanente Absorption und Reemis-

sion virtueller elektromagnetischer Quanten könnte es in den erlaubten Zeitintervallen  $\Delta t \sim \hbar/\Delta E$  in Bändern, die in der energetischen Umgebung  $\Delta E$  liegen, Bahndrehimpuls 'auf sammeln'. Eine anschließende Einführung der Spin-Bahn-Kopplung müsste wieder zu einer Verschiebung der g-Faktoren führen, entsprechend der in der Störungstheorie erhaltenen Abhängigkeit vom inversen Energieabstand  $1/\Delta E$  der beteiligten Zustände. Um nun die Spin-Bahn-Kopplung in die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie einzubauen, kann in 1.41 der Impuls-Operator formal durch den Operator  $\boldsymbol{\pi}$  ersetzt werden [39], die Basisfunktionen  $u_{n,k}$  sind entsprechend um den Freiheitsgrad des Spins zu erweitern. Aus gruppentheoretischer Sichtweise besitzt  $\boldsymbol{\pi}$  unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung viele Eigenschaften, die  $\mathbf{p}$  ohne Spin-Bahn-Kopplung aufweist und es gilt

$$\boldsymbol{\pi} = \mathbf{p} + \frac{e\hbar}{mc^2} \boldsymbol{\sigma} \times \nabla V \quad (1.48)$$

mit den Pauli-Spinmatrizen  $\sigma_{x,y,z}$  als Komponenten des Operators  $\hat{\mathbf{s}}$ . Diesen Ausdruck erhält man, wenn man in 1.41 den Hamilton-Operator um den Ausdruck  $\hat{H}_{so}$  für die Spin-Bahn-Kopplung erweitert, der sich bei allgemeinem Potential  $V$  schreiben lässt als [41]

$$\hat{H}_{so} = \frac{e\hbar}{4m^2c^2} (\nabla V \times \mathbf{p}) \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (1.49)$$

und der sich bei sphärisch-symmetrischem Potential, also in der atomaren Hülle, zu dem bekannten Ausdruck  $\lambda \cdot \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$  reduziert [41]. Das folgende Prozedere entspricht wieder einer störungstheoretischen Behandlung des Terms  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ , wobei viele Argumente der Gruppentheorie sowie zusätzliche Näherungen und Abschätzungen einfließen - für den Experimentator stellenweise sehr schwer nachzuvollziehen. Die Energieentwicklung als eines der Endergebnisse ist prinzipiell wieder von der Form 1.43, jegliche Abweichung der Energieeigenwerte  $E_{n,k}$  vom Wert  $E_{n,0}$  des Bandes  $n$  entsteht also wieder durch eine Beimischung anderer Bänder  $n'$ . Eine erste Konsequenz ist die in [41] beschriebene energetische Trennung des Valenzbandes mit  $J = 1/2$  von den Valenzbändern der schweren und leichten Löcher mit  $J = 3/2$  um die Wechselwirkungsenergie  $\Delta$  der Spin-Bahn-Kopplung. Des weiteren kann nun das effektive magnetische Moment  $m$  beispielsweise eines Leitungsband-Elektrons aus seinem reinen Spinmoment und der Ankopplung der Bahnmomente energetisch benachbarter Bänder berechnet werden und man erhält als Endergebnis Ausdrücke für die von  $g = 2$  abweichenden g-Faktoren der Elektronen im betrachteten Zustand. Ein erster und häufig zitierter Ausdruck wurde 1959 von L. Roth et al. [42] in einem 3-Band-Modell errechnet und lautet:

$$g = g_{frei} \left[ 1 - \left( \frac{m}{m^*} - 1 \right) \cdot \left( \frac{\Delta}{3E_g + 2\Delta} \right) \right] \quad (1.50)$$

Je nach Struktur des Halbleiters und nach Größe der Spin-Bahn-Wechselwirkung  $\Delta$  verglichen mit der Bandlücke  $E_g$  unterscheiden sich die eingeflossenen Näherungen und somit die Ausdrücke für  $g$ , eventuell müssen sie durch Mehr-Band-Modelle ersetzt werden. An dieser Stelle wird die Notwendigkeit präziser  $g$ -Messungen deutlich - die Modellannahmen lassen sich somit rückwirkend korrigieren oder erweitern. Eine detaillierte Auflistung der bislang errechneten und mit dem Experiment verglichenen  $g$ -Faktoren in Halbleitern erscheint nicht sinnvoll - die genaue Kenntnis der eingehenden Näherungen oder experimentellen Methoden ist für einen Vergleich notwendig und kann in Anbetracht der Fülle nur den Originalarbeiten entnommen werden. Für eine Vielzahl der III-V-Halbleiter geben C. Hermann und C. Weisbuch [43] experimentell bestimmte  $g$ -Faktoren und die jeweiligen Referenzen an. Leider werden keine direkten Vergleiche mit gerechneten Werten erstellt. Die  $g$ -Faktoren dienen vielmehr dazu, das in der  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie auftretende Interbandmatrixelement  $P^2$  zu bestimmen und folgende Konsequenz zu ziehen: Im Bereich der III-V-Halbleiter können  $g$ -Faktoren bereits im Rahmen einer 3-Band  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Rechnung auf wenige Prozent genau bestimmt werden. Für eine präzise Berechnung der effektiven Massen müssen hingegen mindestens 5 Bänder berücksichtigt werden. Für die ternären Verbindungen  $Ga_{1-x}In_xAs$  und  $Ga_{1-x}Al_xAs$  zeigen C. Weisbuch und C. Hermann [43] in Abhängigkeit der Konzentration  $x$  eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Für  $x = 0$  ergibt sich der oft zitierte Wert  $g = -0,44$ .

### Der $g$ -Faktor des Elektrons im zweidimensionalen Elektronengas

Der  $g$ -Faktor eines zweidimensionalen Elektronengases in Halbleitern zeigt zwei fundamentale Unterschiede, verglichen mit dem  $g$ -Faktor des Volumenkristalls. Eine durch das 'confinement' und durch eine eventuelle Gitterverspannung verursachte  $g$ -Anisotropie tritt auf, der gemessene  $g$ -Faktor wird also zur Funktion des Winkels zwischen dem Hauptfeld  $B_0$  und der Achse senkrecht zur Schichtebene des QW. Diese Anisotropie beruht nicht auf den Eigenschaften des QW-Materials, ein vergleichbarer Volumenkristall kann durchaus einen isotropen  $g$ -Faktor aufweisen, wie dies beispielsweise bei Silizium der Fall ist. Ferner ist der mittlere  $g$ -Faktor gegenüber dem Wert des Volumenkristalls verschoben, abhängig von der QW-Dicke, der Barrierenhöhe und des Barrierenmaterials. In den letzten 10 Jahren sind hierzu etliche theoretische und experimentelle Arbeiten entstanden, deren prinzipielle Aussagen nun

dargestellt werden. In den vorangegangenen Abschnitten zur  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -Theorie wurde an einigen Stellen erwähnt, wie entscheidend die Symmetrieeigenschaften des betrachteten Ein-Elektronen-Modells für die Behandlung der Störungstheorie sind. Jede Reduktion der Symmetrie sollte sich demnach im g-Faktor und in der effektiven Masse bemerkbar machen. Dies ist nicht nur eine theoretische Konsequenz, vielmehr wurde dies bereits 1961 von D. K. Wilson und G. Feher [44] experimentell gezeigt. Die Ursache einer Symmetriereduktion kann vielfältig sein. Man kann eine Volumenprobe durch Druck uniaxial verspannen [44] oder durch Heterostrukturierung einen QW ausbilden. Dieser QW selbst kann verspannt sein, was stets dann der Fall ist, wenn die Gitterkonstanten der Materialien in der Barriere und im QW unterschiedlich sind. Dies ist bei den Proben der vorliegenden Arbeit nicht gegeben. Hier beruht der Symmetriebrech allein auf dem 'confinement', also der Reduktion der elektronischen Freiheit auf zwei Dimensionen. Vom Standpunkt der Bändertheorie wird durch eine Symmetriereduktion die Entartung der Valenzbänder für schwere und leichte Löcher bei  $\mathbf{k} = 0$  aufgehoben. Diese Tatsache geht nun rechnerisch in die Behandlung des g-Faktors im Rahmen der  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -Theorie ein und führt zu dem Ergebnis der g-Anisotropie. Je nach zu beschreibendem System unterscheiden sich die rechnerischen Ansätze und Näherungen im Detail und sie werden oft nur noch graphisch dargestellt. In einem sehr grundlegenden  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -Modell erhalten jedoch E. L. Ivchenko und A. A. Kiselev [45] den anschaulichen Ausdruck für die Anisotropie  $g_{\perp} - g_{\parallel}$  eines  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ -QW,

$$g_{\perp} - g_{\parallel} = \frac{2 \cdot p_{cv}^2}{m_0} \left( \frac{1}{E_g + E_e + E_{hh}} - \frac{1}{E_g + E_e + E_{lh}} \right) \quad (1.51)$$

der in dieser Veröffentlichung leider keine quantitative Bestätigung findet. Qualitativ wird aber deutlich, dass die Anisotropie verschwindet, wenn die Energien der schweren und leichten Löcher ( $E_{hh}$  und  $E_{lh}$ ) identisch sind.  $E_g$  ist die Gap-Energie,  $E_e$  bezeichnet die Energie des ersten Subbandes im QW, gerechnet vom 'Boden' des QW. Die Nenner des obigen Ausdrucks sind somit Absolutabstände zwischen dem besetzten elektronischen Subband und dem jeweiligen Valenzband,  $p_{cv}$  ist ein Interband-Matrixelement des Impulsoperators  $\mathbf{p}$ . Einen rein qualitativen Gedankengang entwickeln bereits D. K. Wilson und G. Feher [44] für uniaxial verspanntes Silizium. Das Si-Leitungsband besteht aus 6 energetisch identischen, also entarteten Tälern. Im Bild der Fermiflächen lassen sich diese durch 6 Rotationsellipsoide darstellen, jedes Ellipsoid ist rotationssymmetrisch um die jeweilige k-Achse. Sei x die Richtung des uniaxialen und ausreichend hohen Druckes, so werden die beiden Leitungsband-Täler in  $k_x$ -Richtung energetisch abgesenkt. Eine Umbesetzung der Elektronen führt



im Bild der Fermiflächen dazu, dass nur noch die Ellipsoide auf der Achse  $k_x$  besetzt sind, ein zweidimensionales Elektronensystem ist gebildet. Bei angelegtem Magnetfeld  $B_0$  bewegen sich nun die Elektronen im  $k$ -Raum auf geschlossenen, kreisförmigen Extremalbahnen senkrecht zur Richtung des Feldes auf der Oberfläche der beiden Ellipsoide. Man kann nun intuitiv verstehen, dass sich diese Bahnen unterscheiden, je nachdem ob das Magnetfeld parallel zur Symmetrieachse  $k_x$  liegt oder in eine Richtung senkrecht hierzu zeigt. Diese unterschiedliche Gestalt der Bahnen bedingt aber auch einen unterschiedlichen Bahndrehimpuls und verändert somit die Größe der Spin-Bahn-Kopplung. An dieser Stelle könnte man nun das anschauliche Modell im Rahmen der  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie quantifizieren. Viel wichtiger ist jedoch ein Aspekt, der bei der gesamten Thematik 'g-Anisotropie' nicht in Vergessenheit geraten darf. Die g-Anisotropie beruht auch in ihrer theoretischen Formulierung ausschließlich auf einer Anisotropie der Spin-Bahn-Kopplung, denn nur dieser Effekt verschiebt den g-Faktor relativ zum Wert des freien Elektrons. Ist der g-Faktor eines QW-Systems sehr nahe bei  $g = 2$ , so ist folglich auch mit einer geringen Anisotropie zu rechnen, die Spin-Bahn-Wechselwirkung stellt nur eine sehr kleine Störung dar. Dies ist besonders bei Si-Systemen, aber auch bei den AlAs-Systemen der vorliegenden Arbeit der Fall. Formal ist dies auch in dem Ausdruck 1.51 zu erkennen, denn die dort beschriebene Anisotropie skaliert mit dem gleichen Interband-Matrixelement  $p_{cv}$ , welches auch in den Rechnungen zum Absolutwert eines g-Faktors auftaucht. Eine wachsende Kopplung der energetisch benachbarten Bänder an das betrachtete Leitungsband, also ein größeres Matrixelement  $p_{cv}$ , bestimmt somit gleichermaßen die Abweichung des absoluten g-Faktor von  $g_{frei}$  als auch dessen Anisotropie. Die gleiche Aussage gilt auch für die Absolutlage des über die Anisotropie gemittelten g-Faktors, wenn man Volumen-kristalle und niederdimensionale Systeme unterschiedlicher Dicke vergleicht. Einige der bereits zitierten Arbeiten sowie auch [46] [47] und [48] zeigen experimentell in III-V-Systemen die Abhängigkeit des g-Faktors von der Dicke des QW und vergleichen ihre Messungen mit den Ansätzen von Ivchenko et al. und erweiterten theoretischen Modellen. Im Grenzfall sehr dicker QW-Schichten wird jeweils der g-Faktor des Volumenkristalls reproduziert ( $g = -0,44$ ), mit kleiner werdender Dicke treten jedoch beachtliche Abweichungen und sogar Vorzeichenwechsel auf. So findet sich in [49] eine exzellente Übereinstimmung der Messwerte mit den Rechnungen nach Ivchenko et al. Der g-Faktor des GaAs-QW in  $Al_xGa_{1-x}As$ -Barrieren durchläuft hier Werte von  $-0,35$  ( $d_{QW} = 20nm$ ) über  $0$  ( $d_{QW} = 7nm$ ) bis zu  $0,48$  ( $d_{QW} = 1nm$ ). Ein nahe liegender Gedanke in dieser Arbeit beruht auf dem unterschiedlichen Vorzeichen der g-Faktoren in QW und Barriere ( $g = +0,39 \dots +0,55$  für AlGaAs, je nach Al-Gehalt).

Wird die Dicke des QW reduziert, so dringt die Wellenfunktion der QW-Elektronen verstärkt in das Barrierenmaterial ein und eine gewichtete Mischung der beteiligten g-Faktoren würde das beobachtete Verhalten erklären. Dieser Aussage widersprechen Snelling et al. [48]. Ihr  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Ansatz erlaubt die rechnerische Trennung der Einflüsse 'Nichtparabolizität des Leitungsbandes' und 'Eindringen der Wellenfunktion in die Barriere' und sie kommen zu folgender Aussage: Für QW-Dicken über 5 nm ist der Einfluss der Barriere vergleichsweise klein. Wird rechnerisch das Eindringen der Wellenfunktion unterbunden, so zeigen sich prinzipiell ähnliche Verläufe des g-Faktors in Abhängigkeit von der Barrierendicke, insbesondere wird der Nulldurchgang reproduziert. Die abschließende Aussage dieser Arbeit ist: 'Der g-Faktor eines QW der Dicke  $d$  ist identisch mit dem g-Faktor des Volumenkristalls, wenn die Elektronen hierin die Energie hätten, die der Energie des ersten Subbandes entspricht'. Diese Aussage ist intuitiv nachvollziehbar, da mit kleiner werdender QW-Dicke der energetische Abstand des ersten Subbandes, welches von den QW-Elektronen besetzt wird, zur Unterkante des 3D-Leitungsbandes wächst. Mit steigender Energie sind insbesondere in III-V-Halbleitern Nichtparabolizitäten des Leitungsbandes verbunden, in  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie synonym für eine Beeinflussung der effektiven Masse und des g-Faktors. Des weiteren wird in diesem Zusammenhang immer der Begriff des 'g-strain' genannt. Dieser schlecht definierte Ausdruck hat keineswegs etwas mit einer Verspannung zu tun ( $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  ist bekanntlich ein unverspanntes System), sondern mit einem Kontinuum von g-Faktoren, die dem Elektron durch das Eindringen seiner Wellenfunktion in das Barrierenmaterial zuzuordnen sind. Dieser Verlauf des g-Faktors sollte zu breiten Linien führen, wenn auch hier eine unvollständige Mittelung vorliegt. Diese Einflüsse führen dazu, dass speziell in den GaAs-Systemen schwer zu detektierende ESR-Linien großer Breite erwartet werden.

### **g-Faktor enhancement**

Da in dieser Arbeit an Proben ESR gemessen wurde, welche normalerweise in Transportmessungen untersucht werden, sei hier noch ein nicht resonantes Verfahren zur Bestimmung des g-Faktors erwähnt, welches gerne in Zuge von Untersuchungen des Quantenhalleffektes eingesetzt wird. Bei entsprechend hohen Magnetfeldern und tiefen Temperaturen zeigen sich in Shubnikow-de Haas-Oszillationen neben den Minima des Magnetowiderstandes  $\rho_{xx}$  durch die Energielücken zwischen benachbarten Landau Niveaus weitere Minima, die den Energielücken zwischen den Spin-Niveaus ein- und desselben Landau-Niveaus zuzuordnen sind. Der aus dieser Spinaufspaltung  $\Delta E$  ermittelte Faktor  $g^* = \Delta E / \mu_B B$  zeigt im Betrag meist viel größere Werte als der

g-Faktor der magnetischen Resonanz und wird deshalb als 'enhanced' bezeichnet. M. Dobers ist es in seiner Dissertationsschrift [50] gelungen, die Hintergründe der teilweise unübersichtlichen Rechnungen in anschauliche Worte zu fassen. Da diese Arbeit über Bibliotheken schwer zu beziehen ist, werden einige Abschnitte daraus frei zitiert. Das g-Faktor-Enhancement ist ein typischer Vielteilcheneffekt. Bei der Beobachtung eines gesamten Vielteilchen-Zustandes über den elektrischen Widerstand, die spezifische Wärme, die Thermokraft oder die Magnetisierung scheint die Spinaufspaltung um den Austauschterm der Coulomb-Wechselwirkung vergrößert. Das einfache Beispiel eines Zwei-Elektronen-Systems verdeutlicht dies: Der Zweiteilchen-Hamiltonoperator entspricht der Summe der beiden Einteilchen-Hamiltonoperatoren zuzüglich des Coulombterms der elektrostatischen Abstoßung. Die Eigenfunktionen dieses Operators ergeben sich aus dem Produktansatz der Einteilchen-Wellenfunktionen zu:

$$\Psi_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Psi_i(\mathbf{r}_1) \cdot \Psi_j(\mathbf{r}_2) \quad (1.52)$$

Analog zu den Einteilchen-Wellenfunktionen lässt sich diese Gesamtwellenfunktion als Produkt einer Bahnfunktion  $\psi_{ij}$  und eines Spinanteils  $\xi_{ij}$  schreiben. Nach dem Pauli-Prinzip muss die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch gegenüber Teilchenvertauschung sein. Somit erhält man für einen symmetrischen Spinanteil, also den Triplettzustand, eine antisymmetrische Bahnfunktion und umgekehrt, die Spinfunktion erzwingt den Symmetrie-Charakter des Bahnanteils. Die beiden möglichen Zweiteilchen-Bahnwellenfunktionen schreiben sich dann:

$$\psi_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_i(\mathbf{r}_1)\psi_j(\mathbf{r}_2) + \psi_i(\mathbf{r}_2)\psi_j(\mathbf{r}_1)] \quad (1.53)$$

$$\psi_{as}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_i(\mathbf{r}_1)\psi_j(\mathbf{r}_2) - \psi_i(\mathbf{r}_2)\psi_j(\mathbf{r}_1)] \quad (1.54)$$

Die Zweiteilchen-Energie jedes dieser Zustände ist ohne Wechselwirkung zwischen den Elektronen die Summe der Einteilchen-Energien, die Zustände sind entartet. Unter Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen den Elektronen wird diese Entartung aufgehoben und man erhält für die beiden Gesamtenergien

$$E_s = E_i + E_j + E^W + E^A \text{ sowie } E_{as} = E_i + E_j + E^W - E^A$$

mit der Coulomb-Abstoßung  $E^W$  und dem Austauschterm  $E^A$ . Der Gesamtspin bestimmt über den Symmetrie-Charakter der Wellenfunktion die Energie des Zweiteilchen-Zustandes. Die Energiebilanz bei einem Spinflip hat dann folgende Ge-

stalt:

$$\text{vorher, Triplett-Zustand: } E = E_{\uparrow} + E_{\uparrow} + E^W - E^A \quad (1.55)$$

$$\begin{aligned} \text{nachher, Singulett-Zustand: } E &= E_{\uparrow} + E_{\downarrow} + E^W + E^A \\ &= E_{\uparrow} + (E_{\downarrow} + h\nu) + E^W + E^A \end{aligned} \quad (1.56)$$

$$\text{Differenz: } h\nu + 2E^A \quad (1.57)$$

$$\text{mit } h\nu = E_{\uparrow} - E_{\downarrow} = g \cdot \mu_B \cdot B_0$$

Für einen Spinflip wird also gemäß des Einteilchen-Bildes ein Photon der Energie  $h\nu$  benötigt, die restliche Energiedifferenz muss aus dem thermischen Reservoir des Gitters bereitgestellt werden. Man fragt sich nun, warum in der ESR nicht die gesamte Energiedifferenz in Form eines Photons höherer Frequenz aufgebracht werden muss, warum 'sieht' die ESR das Elektron in einem Einteilchenbild. Vom formalen Standpunkt der Quantenmechanik in einem Vielteilchenbild erscheint dies einsichtig [51]: Trennt man den gesamten Hamiltonoperator eines Vielteilchensystems in die Summanden  $\hat{H}_{ort}$  und  $\hat{H}_{spin}$  für die ortsabhängigen Komponenten und die Spinkomponenten, so erkennt man über die Kommutatorrelation  $[\hat{H}_{ort}, \mathbf{S}_z] = 0$ , dass  $\hat{H}_{spin}$  lediglich jeden Eigenzustand von  $\hat{H}_{ort}$  in eine Zeeman-Leiter aufspaltet. Ein Störoperator  $\hat{H}_1$  aufgrund eines zusätzlichen RF-Feldes kommutiert wiederum mit  $\hat{H}_{ort}$ , sofern die Störung ortsunabhängig ist.  $\hat{H}_1$  hat somit den einzigen Effekt, Übergänge mit  $\Delta S_z = \pm 1$  zu induzieren. Janak führt ferner ein begriffliches Modell ein, welches jedoch experimentell nicht überprüft ist. Er spricht von adiabatischen ESR-Experimenten und isothermen Transportmessungen. Demnach wird bei einem resonanten Spinflip eines Elektrons das Gesamtsystem kurzzeitig aus dem thermischen Gleichgewicht entfernt. Der Spinflip ereignet sich auf einer so kurzen Zeitskala, dass die übrigen Elektronen währenddessen nichts hiervon 'mitbekommen'. Sie stellen sich erst auf einer langsameren Zeitskala auf den neuen Gleichgewichtszustand ein. Bei Transportmessungen hingegen startet man im thermischen Gleichgewicht, verändert eine Größe wie das Magnetfeld oder die Elektronendichte, lässt das System in das neue Gleichgewicht relaxieren und vergleicht dann die beiden Gleichgewichtszustände. Die Gesamtheit aller Elektronen hat ausreichend Zeit, sich in Bezug auf alle Energieterme, also auch über den Austauschterm in einem neuen, energetisch tiefsten Zustand zu formieren.

## 1.2.4 Bychkov-Rashba-Effekt

Im vorherigen Kapitel über den g-Faktor wurde dargelegt dass die Spin-Bahn-Kopplung die bestimmende Wechselwirkung ist, welche den g-Faktor, oder seine Ab-

weichung vom Wert des freien Elektrons, bestimmt. Im Festkörper ist die Darstellung der Spin-Bahn-Kopplung in der allgemeinen Form [19]

$$\mathbf{H}_{SO} \sim (\nabla V \times \mathbf{p}) \cdot \boldsymbol{\sigma}. \quad (1.58)$$

Es ist  $\mathbf{p}$  der Impuls des Elektrons,  $\boldsymbol{\sigma}$  ist der Vektor der Pauli Spin-Matrizen. In dem hier interessanten Fall eines Quantum-Wells kann  $\nabla V$  als das eingebaute elektrische Potential parallel zur Wachstumsrichtung  $\mathbf{e}_{QW}$  identifiziert werden. Der Impuls kann mit dem  $\mathbf{k}$ -Vektor des Elektrons in der QW-Ebene gleichgesetzt werden  $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ . Aus dieser Darstellung ergibt sich die bekannte Form der Darstellung als  $\alpha\mathbf{L} \cdot \mathbf{s}$  für den Fall des Coulomb-Potentials. Dresselhaus hat den Beitrag zur Spin-Bahn-Wechselwirkung berechnet, der durch die Inversions-Asymmetrie der Kristallstruktur in Zink-Blende-Kristallen bedingt ist [52]. Bychkov und Rashba haben ableiten können, dass für Festkörper mit einer Asymmetrie in Wachstumsrichtung, eine, ebenfalls vom  $\mathbf{k}$ -Vektor des Elektrons abhängige, Spin-Bahn-Wechselwirkung auftritt [13], [14]. Es konnte weiter gezeigt werden, dass dieser Effekt, im Folgenden Rashba-Effekt genannt, in Quantum-Wells dazu genutzt werden kann um mit einem elektrischen Feld in der Well-Ebene die Leitungselektronen-Spins zu manipulieren [10]. Wilamowski und Jantsch haben diesen Effekt bereits in Messungen der Linienbreite und der Relaxationszeiten in Silizium-Germanium-QWs nachgewiesen [19]. Da die Detektion der ESR in der hier untersuchten Aluminiumarsenid-Probe mit Hilfe dieses Effekts erklärt werden kann, soll hier ein kurzer Abriss die Grundlagen erklären.

Die Spin-Bahn-Kopplung kann durch Symmetrie-Betrachtungen vereinfacht werden, da nicht alle möglichen Terme bei jeder Kristallsymmetrie auftreten. Die hier betrachteten Terme sind der Bychkov-Rashba- und der Dresselhaus-Term. Der Bychkov-Rashba-Term tritt in Kristallen mit einer Inversions-Asymmetrie auf, welche strukturell bedingt ist. Dies ist zum Beispiel in gewachsenen QW-Strukturen der Fall. Der Dresselhaus-Term tritt in Kristallen mit einer Gitter-Inversions-Asymmetrie auf. Dies ist in den Kristallen der III-V- Halbleiter mit ihrer Zink-Blende-Struktur der Fall. Der Dresselhaus-Term der Spin-Bahn-Kopplung verknüpft gleiche Komponenten von  $\mathbf{k}$ -Vektor und Spin-Operator und hat in den Hauptachsen des Kristalls die Form

$$\mathbf{H}_D = \alpha_D(\sigma_x k_x - \sigma_z k_z). \quad (1.59)$$

Der Bychkov-Rashba-Term verknüpft die ungleichen Komponenten und ist

$$\mathbf{H}_{BR} = \alpha_{BR} \cdot (k_x \sigma_z - k_z \sigma_x). \quad (1.60)$$

wobei  $\alpha_D$  respektive  $\alpha_{BR}$  die Kopplungsstärken sind. Sie sind theoretisch berechenbar aus der Spin-Bahn-Aufspaltung  $\Delta$ . Im allgemeinen müssen sie jedoch experimentell bestimmt werden.

Hierbei ist zu beachten dass die Wahl der Koordinaten nicht dem Standard in Veröffentlichungen zur ESR entspricht. Normalerweise wählt man  $z$  parallel zum äußeren Magnetfeld. Hier ist (siehe unten) das äußere Feld parallel der  $x$ -Richtung.

Diese Wechselwirkung verknüpft wie bereits angedeutet die  $k$ -Vektoren in der QW-Ebene mit dem Spin-Operator. Die Wechselwirkungsenergie kann in ein effektives Magnetfeld umgerechnet werden, um einfach in die ESR-Betrachtungen integriert werden zu können. Ein Term proportional zu  $\sigma_z$  ergibt ein effektives Magnetfeld in  $z$ -Richtung. Es wird sich herausstellen, dass in der hier benutzten Symmetrie der Dresselhaus-Term kein Magnetfeld produziert, dass geeignet ist, Spin-Übergänge zu induzieren. Daher wird im weiteren nur der Bychkov-Rashba-Term weiter betrachtet. Die allgemeinere Form von Gleichung 1.60 ist

$$\mathbf{H}_{BR} = \alpha_{BR} \cdot [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}] \cdot \mathbf{e}_{QW}. \quad (1.61)$$

Die Energie wird durch Division von Gleichung 1.61 durch  $g_0 \cdot \mu_B$  in ein effektives Magnetfeld umgerechnet, wobei  $g_0$  des ungestörten Problems (ohne effektive Felder) ist. Es ergibt sich ein effektives Rashba-Feld von

$$\mathbf{B}_{BR} = \frac{2\alpha}{g_0\mu_B} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{e}_{QW}) \quad (1.62)$$

Um, wie im Falle von Wilamowski und Jantsch [19],  $g$ -Verschiebungen ohne  $E_1$  Einfluss zu berechnen, wird der  $k$ -Vektor der Elektronen an der Fermi-Oberfläche über alle  $k$ -Richtungen gemittelt, und für das  $k$  in Gleichung 1.62 eingesetzt. Um ein effektives Magnetfeld zu berechnen, welches von dem zusätzlichen Impuls erzeugt wird, den ein Elektron durch einen im QW induzierten Strom bekommt, muss man den  $k$ -Vektor berechnen, den das Elektron durch das elektrische Feld, welches den Strom erzeugt, erhält.

Eine komplette Herleitung der winkelabhängigen Matrixelemente unter bestimmten Voraussetzungen für Rashba- und Dresselhaus-Beiträge, ist bei Rashba [10] zu finden. Da die Matrixelemente nicht einfach mit den experimentell bestimmten Signal-Amplituden in Verbindung gebracht werden können, wird hier nicht weiter darauf eingegangen. Eine Abschätzung der Größe des Rashba-Feldes wird in Kapitel 3.4 gegeben.

### 1.2.5 Einflüsse der Kernspins

Dynamische Kernspinpolarisation (DNP) bezeichnet den Effekt, dass eine kontinuierliche Anregung eines ESR-Übergangs die Polarisation der Kernspin-Niveaus über ihren Boltzmannfaktor hinaus erhöht. Notwendig dafür ist eine Hyperfeinwechselwirkung (HFW) zwischen den beteiligten Elektronen und Kernen. Eine große Polarisation der Kernspins führt zu einer ausgeprägten Kernmagnetisierung, die ein für die ESR nicht zu vernachlässigendes effektives Magnetfeld erzeugt. Im Falle des Galliumarsenids kann dieses Feld mehrere Tesla groß werden. Durchfährt man bei der Aufnahme eines ESR-Spektrums eine Resonanzlinie, so kann die Anregung des ESR-Übergangs noch während dem Durchfahren der Linie über die DNP ein Zusatzmagnetfeld erzeugen, welches die ESR-Linie verschiebt. Dieser Effekt wird Overhauserverschiebung genannt. Dadurch wird die ESR-Linie deformiert und an eine andere Feldposition verschoben. Da dies in Messung und Auswertung berücksichtigt werden muss, sollen im Folgenden die Grundlagen der oben genannten Effekte und ihre experimentellen Auswirkungen erläutert werden.

#### Hyperfeinwechselwirkung

Die Kopplung der Kernspins  $\mathbf{I}$  an die Elektronenspins  $\mathbf{S}$  wird Hyperfeinwechselwirkung (HFW) genannt. Sie spielt für die ESR eine sehr wichtige Rolle, und dominiert zum Beispiel die ESR-Spektren von Molekülradikalen oder von ortsfesten Elektronenspins in Festkörpern. Sie beeinflusst Linienlage und -form und ermöglicht experimentelle Techniken wie die Elektron-Kern-Doppelresonanz. Die HFW ist eine gerichtete Wechselwirkung, sie wird im allgemeinen durch einen Tensor 2. Stufe, den symmetrischen Hyperfeintensor  $\underline{\mathbf{A}}$  beschrieben. Die HFW wird demzufolge beschrieben durch einen Hamiltonoperator der Form

$$\hat{\mathbf{H}}_{HF} = \hat{\mathbf{I}} \underline{\mathbf{A}} \hat{\mathbf{S}}. \quad (1.63)$$

Zur Vereinfachung sei hier angenommen dass g-Tensor und HF-Tensor das gleiche Hauptachsensystem haben und eine der Hauptachsen entlang dem äußeren Magnetfeld  $B_0$  in z-Richtung liege. Dann reduziert sich der HF-Tensor auf seine Diagonalelemente und man erhält

$$\hat{\mathbf{H}}_{HF} = A_{xx} \hat{I}_x \hat{S}_x + A_{yy} \hat{I}_y \hat{S}_y + A_{zz} \hat{I}_z \hat{S}_z. \quad (1.64)$$

Im Hochfeld gilt ( $|g\mu_B \mathbf{B}_0| \gg A_{zz}$ ) und das äußere Magnetfeld bleibt die Quantisierungsachse. Unter dieser, im allgemeinen guten, Näherung verursacht der Term  $A_{zz} \hat{I}_z \hat{S}_z$  keine Übergänge zwischen den  $m_I, m_S$  Subniveaus sondern verändert lediglich ihre energetische Lage. Dadurch gibt es in der ESR im allgemeinen mehrere ESR-Linien, da für  $\Delta m_S = 1$  nun mehrere  $m_I$  Subniveaus erreichbar sind. Für den einfachsten Fall mit  $\mathbf{I} = \mathbf{S} = 1/2$  ergeben sich zwei ESR-Linien. Mit den Leiteroperatoren

$$\hat{I}^\pm = \hat{I}_x \pm i\hat{I}_y \quad (1.65)$$

und analog für die  $\mathbf{S}$  erhält man für die x- und y-Terme aus dem Hyperfeinhamiltonoperator

$$\hat{H}_{HF1} = \frac{1}{4} (A_{xx} + A_{yy}) (\hat{I}^+ \hat{S}^- + \hat{I}^- \hat{S}^+) + \frac{1}{4} (A_{xx} - A_{yy}) (\hat{I}^+ \hat{S}^+ + \hat{I}^- \hat{S}^-) \quad (1.66)$$

Man erkennt nun sofort die Wirkung der x- und y-Komponenten:

- Die Terme  $\hat{I}^+ \hat{S}^- + \hat{I}^- \hat{S}^+$  führen zu gekoppelten Übergängen  $\Delta m_I = \pm 1, \Delta m_S = \mp 1$ . Sie heißen daher Flip-Flop Übergänge.
- Die Terme  $\hat{I}^+ \hat{S}^+ + \hat{I}^- \hat{S}^-$  führen zu gekoppelten Übergängen  $\Delta m_I = \pm 1, \Delta m_S = \pm 1$ . Sie heißen Flip-Flip Übergänge.

Somit ergibt sich folgendes Gesamtbild: Der z-Term der HFW führt zu einer Linienverschiebung und kann daher im Falle einer über die Probe inhomogenen HFW zu gaußförmigen, inhomogen verbreiterten ESR-Linien führen. Die x- und y-Terme der HFW führen zu einer Kopplung von Elektronen- und Kernspin Dynamik. Dies ist für die Doppelresonanz entscheidend.

Für die weitere Diskussion soll in Vereinfachung von einer skalaren Hyperfeinwechselwirkung ausgegangen werden, wie sie in Festkörpern mit kubischer Symmetrie auftritt. In diesem Fall kann der HF-Tensor von der Hyperfeinkonstante  $A$  ersetzt werden. Diese Art der HFW nennt man Fermi-Kontakt-Wechselwirkung. Bei skalarer HFW treten nur noch Flip-Flop-Prozesse auf. Die Kopplungskonstante  $A$  ist gegeben durch

$$A_{fc} = \left( \frac{8\pi}{3} \right) \left( \frac{\mu_0}{4\pi} \right) g \cdot \mu_B \cdot \hbar \cdot \gamma_n \cdot |\psi(\mathbf{r}_k)|^2 \quad (1.67)$$



Es fällt auf, dass die HFW von der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen am Ort des Kerns abhängt. Man kann also einerseits durch Messung von  $A$  die Elektronenwellenfunktion abtasten, andererseits liefern gerade s-artige Leitungsbänder in Festkörpern einen Beitrag zur HFW.

### Dynamische Kernspinpolarisation (DNP)

Die DNP zeigt sich im Experiment meist dort sehr stark, wo Kernspinresonanzen aufgrund zu kleiner Boltzmannfaktoren nicht messbar sind. Ein grundlegendes Beispiel dafür ist die Beobachtung der Kernresonanz an  ${}^7\text{Li}$  [53]. Diese ist erst messbar, wenn während der Kernresonanzmessung der ESR Übergang gesättigt wird. Durch die Kopplung von Elektronen und Kernen wird hier die viel größere Polarisation der Elektronen zumindest teilweise auf die Kerne übertragen und vergrößert deren Kernresonanzsignal um ein Vielfaches. Hier sollen nur die Grundlagen zum allgemeinen Verständnis des Effekts erläutert werden. Spezielle Anwendungen finden sich in der Literatur [31]. Um die Betrachtungen möglichst verständlich zu halten werden folgende Einschränkungen und Vorgaben angenommen :

- Wir betrachten nur Elektronen und Kerne mit Spin  $1/2$  ( $\mathbf{I} = \mathbf{S} = 1/2$ ) und Energien der Spinzustände von  $E_+ > E_-$
- Das die Elektronen und Kerne umgebende Gitter befindet sich im thermischen Gleichgewicht. Die Wahrscheinlichkeit  $P_f$  es im Zustand  $f$  zu finden, ist also proportional  $\exp\left(\frac{-E_f}{kT}\right)$
- Die Wahrscheinlichkeit  $P_f$  hängt nicht von der vom Spinsystem an das Gitter übertragenen Energie ab. Das heißt das Gitter verhält sich wie ein thermodynamisches Reservoir unendlicher Größe.
- Die HFW ist skalar mit der Kopplungskonstante  $A$
- Für die Kernspins sind nur Flip-Flop-Prozesse unter Beteiligung der Elektronen erlaubt, keine einzelnen Kernspin-Flips
- Die Besetzungszahlen für die Spin  $\pm 1/2$  Zustände sind  $N_{\pm}$  für die Elektronen und  $n_{\pm}$  für die Kernspins.
- Der Gesamtzustand wird mit (+-) für Elektronenspin + und Kernspin - angegeben.

Zunächst soll nun die Kopplung der Elektronen ans Gitter ohne eine Kopplung an die Kerne betrachtet werden. Die Rauschleistungsdichte im Gitter induziert Übergänge im elektronischen Spinsystem von + nach - mit der Wahrscheinlichkeit  $W_{+\rightarrow-}$  und umgekehrt. Es ist

$$\frac{W_{+\rightarrow-}}{W_{-\rightarrow+}} = \exp\left(\frac{(E_+ - E_-)}{kT}\right) \quad (1.68)$$

Diese, durch die Kopplung der Elektronen an das Gitter erzeugte, Asymmetrie der Übergangsraten ist die Grundlage der DNP. Nun wird zusätzlich die Kopplung an die Kerne eingeführt. Im thermischen Gleichgewicht muss gelten:

$$N_+ n_- W_{(+)\rightarrow(-)} = N_- n_+ W_{(-)\rightarrow(+)} \quad (1.69)$$

und wegen 1.68 auch

$$\frac{W_{(+)\rightarrow(-)}}{W_{(-)\rightarrow(+)}} = \exp\left(\frac{(E_{(+)} - E_{(-)})}{kT}\right) \quad (1.70)$$

Die Energien  $E_{(+)} - E_{(-)}$  sind jeweils die Summe aus den Zeemanenergien von Elektron und Kern sowie dem Hyperfeinterm. In 1.70 verschwindet der HFW-Term durch die Differenzbildung und man erhält

$$\frac{W_{(+)\rightarrow(-)}}{W_{(-)\rightarrow(+)}} = \exp\left(\frac{\hbar(\omega_S - \omega_I)}{kT}\right) \quad (1.71)$$

mit den Larmorfrequenzen der Elektronen und Kerne  $\omega_{S/I} = -\gamma_{S/I}\mathbf{B}_0$ . Wird nun der ESR Übergang durch Einstrahlen hoher Mikrowellenleistung in Sättigung getrieben, so wird in Gleichung 1.69  $N_+ = N_-$  und mit 1.71 ergibt sich:

$$\frac{n_+}{n_-} = \exp\left(\frac{\hbar(\omega_S - \omega_I)}{kT}\right) \quad (1.72)$$

Vergleicht man diese Besetzungsdifferenz der Kernspinzustände, mit der Polarisati-on welche im thermischen Gleichgewicht durch den Boltzmannfaktor  $\exp((\hbar(-\omega_I)/kT)$  gegeben ist, so findet man eine Erhöhung der Kernpolarisation um den maximal möglichen Faktor von

$$\frac{(\omega_S - \omega_I)}{\omega_I} \simeq \frac{\gamma_S}{\gamma_I}. \quad (1.73)$$

Für den oft auftretenden Fall einer nicht vollständig gesättigten ESR-Linie ist die Erhöhung der Kernspinpolarisation kleiner als dieser Wert. Die durch DNP erhöhte Polarisation der Kernspins macht die Technik der Overhauser-Verschiebungsspektroskopie (siehe 1.2.5 und 2.3.1) meistens erst möglich.

### Overhauser-Verschiebung

Die Abhandlungen zur Overhauser-Verschiebung und deren Spektroskopie sind der Habilitationsschrift von G. Denninger [54] entnommen, der diese Messmethode in jüngerer Zeit als empfindliche Doppelresonanztechnik für delokalisierte Systeme etabliert hat [55], [56], [57].

Der Begriff Overhauser-Verschiebung bezeichnet die Verschiebung der Resonanzlage eines ESR-Signals um das effektive Magnetfeld welches die Elektronen durch Wechselwirkung mit den Kernen erfahren. Dieser Effekt tritt demnach nur auf, wenn die Elektronen hinreichend kurze Korrelationszeiten  $\tau_C \ll \hbar/A$  mit den Kernen haben. Dies ist in vielen Metallen und Halbleitern, speziell auch in den zweidimensionalen Systemen der Fall. Man erhält dann lorentzförmige relativ schmale ESR-Linien, da die Hyperfeinstruktur des Spektrums durch die Bewegung ausgemittelt ist. Der Spin-Hamilton-Operator für Elektronen, die durch skalare HFW an die Kerne koppeln, lässt sich wie folgt schreiben:

$$\hat{H} = g \cdot \mu_B \cdot B_0 \cdot \hat{S}_z - \hbar \cdot \gamma_n \cdot B_0 \hat{I}_z + A \cdot \hat{\mathbf{I}} \hat{\mathbf{S}} \quad (1.74)$$

Hier ist der erste Term der rechten Seite die Zeeman-Wechselwirkung der Elektronen, der zweite die Zeeman-Wechselwirkung der Kerne und der dritte Term die Hyperfein-Wechselwirkung. Die Erwartungswerte der Spin-Operatoren sind experimentell nicht zugänglich, da man durch die Elektronenbewegung nur das Ensemblemittel über viele äquivalente Elektronen oder Kerne misst. Im besonderen erhält man auch für die Hyperfein-Konstante nur einen Mittelwert. Aus Gleichung 1.74 erhält man gemittelte effektive Hamiltonoperatoren für die Elektronen

$$\hat{H}_e = g \cdot \mu_B \cdot B_0 + A \cdot \langle I_z \rangle \cdot \hat{S}_z \quad (1.75)$$

$$= g \cdot \mu_B [B_0 + A \langle I_z \rangle / (g \cdot \mu_B)] \cdot \hat{S}_z \quad (1.76)$$

und für die Kerne

$$\hat{H}_n = -\hbar \cdot \gamma_n \cdot B_0 + A \cdot \langle S_z \rangle \cdot \hat{I}_z \quad (1.77)$$

$$= -\hbar \cdot \gamma_n [B_0 - A \langle S_z \rangle / (\hbar \cdot \gamma_n)] \cdot \hat{I}_z \quad (1.78)$$

In den Gleichungen 1.76 und 1.78 sieht man dass zum äußeren Feld jeweils ein fiktives Magnetfeld  $B_e = A \langle I_z \rangle / (g \cdot \mu_B)$  respektive  $B_n = A \langle S_z \rangle / (\hbar \cdot \gamma_n)$  hinzu kommt, welches im wesentlichen von der Polarisation des jeweils anderen Spins abhängt. Die Resonanzen von Elektronen und Kernen sind also um diese Felder verschoben.

- Die Verschiebung der Kernspinresonanz durch die Elektronenpolarisation wird im allgemeinen als paramagnetische Verschiebung, speziell in Metallen als Knight-Verschiebung bezeichnet.
- Die Verschiebung der ESR durch die Polarisation der Kernspins heißt Overhauser-Verschiebung

### Erhöhung der Kernspinpolarisation

Wie schon in 1.2.5 kurz angedeutet ist eine experimentelle Signifikanz der Overhauser-Verschiebung im allgemeinen nur gegeben, wenn die im thermischen Gleichgewicht verschwindend geringe Kernspinpolarisation durch DNP erhöht ist. Diese Erhöhung wird quantitativ erfasst, in dem man Sättigungsparameter  $s = (\langle S_z \rangle_0 - \langle S_z \rangle) / \langle S_z \rangle_0$  einführt ( $s=0$ : thermisches Gleichgewicht,  $s=1$ : vollständige Sättigung). Die Kernspinpolarisation mit DNP lässt sich dann schreiben als

$$\langle I_z \rangle = \langle I_z^0 \rangle (1 + V \cdot s) \quad (1.79)$$

mit dem thermischen Gleichgewichtswert der Kernspinpolarisation

$$\langle I_z^0 \rangle \simeq \frac{\hbar \gamma_n I(I+1) \cdot B_0}{3k_B T} \quad (1.80)$$

und dem Verstärkungsfaktor  $V = [g\mu_B / \gamma_n \hbar] \cdot f \cdot \xi$ . Der Verstärkungsfaktor gibt an, um wie viel sich die Kernspinpolarisation bei vollständig gesättigtem ESR-Übergang erhöht.

Der Leckfaktor  $f$  gibt an welcher Anteil der Kernspinrelaxation nicht über die Elektronen (Rate  $W_e$ ), sondern über andere Kanäle, wie zum Beispiel die Quadrupol-Wechselwirkung (Raten  $W_i$ ) abläuft. Falls es solche Pfade gibt, so ist der Verstärkungsfaktor  $V$  um den Leckfaktor  $f = W_e/(W_e+W_i)$  ( $0 < f < 1$ ) erniedrigt. Der Kopplungsfaktor  $\xi$  ist ein Maß für den Einfluss der anisotropen HFW 1.63 bei nicht-kubischer Kristallsymmetrie und hat im Falle skalarer HFW den Wert  $\xi = 1$ . Allgemein gilt im Festkörper  $-1 < \xi < 1$ .



# Kapitel 2

## Experimentelles

In diesem Kapitel werden die verwendeten ESR-Spektrometer kurz vorgestellt.

### 2.1 X-Band-Spektrometer

Die ESR-Messungen im X-Band (9.35 GHz) erfolgten an einem aus kommerziell erhältlichen Komponenten zusammengestellten Spektrometer.

Um die Energieaufspaltung der Spin-Eigenzustände im Magnetfeld zu messen wird die Probe auf einem geeigneten Probenhalter montiert in ein Magnetfeld gebracht. Dieser muss mechanisch und thermisch stabil genug sein, so dass die Probe nicht vibrieren oder sich bei Temperaturveränderung bewegen kann. Vor allem jedoch darf er selbst kein ESR-Signal aufweisen. Weit verbreitet sind Probenhalter aus Quarzglas (zum Beispiel Suprasil). Sofern nicht bei Raumtemperatur gemessen wurde geschah dies in einem Helium-gekühlten Kryostaten. Zur Bestimmung der Aufspaltung wird die Probe nun einem Mikrowellenfeld ausgesetzt. Bei variablem Magnetfeld wird die Absorption der Probe bestimmt. Um die Empfindlichkeit der Anordnung zu erhöhen wird das Magnetfeld moduliert und mit Hilfe eines Lock-In Verstärkers das Signal schmalbandig und phasen-sensitiv verstärkt. Um die Amplitude des Mikrowellenfeldes ausreichend groß und die Bandbreite klein zu machen, wurde ein Mikrowellenresonator hoher Güte zu Erzeugung der stehenden Mikrowelle verwendet. Abbildung 2.1 zeigt schematisch den Aufbau der ESR Anlage.

Von der Mikrowellen-Brücke, die eine sehr monochromatische Mikrowelle von hoher Phasenstabilität erzeugt, wird die Mikrowelle in einen Mess- und einen Referenzarm aufgeteilt. Der Messarm wird über einen Zirkulator in den Resonator geführt. Die von dort reflektierte Leistung wird am Zirkulator zu einer Mikrowellen-Diode geleitet. Dort wird sie mit dem Referenzarm überlagert und auf diese Weise phasen-sensitiv die Interferenz der beiden Signale gemessen.

Es kam ein Bruker Rechteckresonator vom Typ ER410ST zum Einsatz. Die Probe

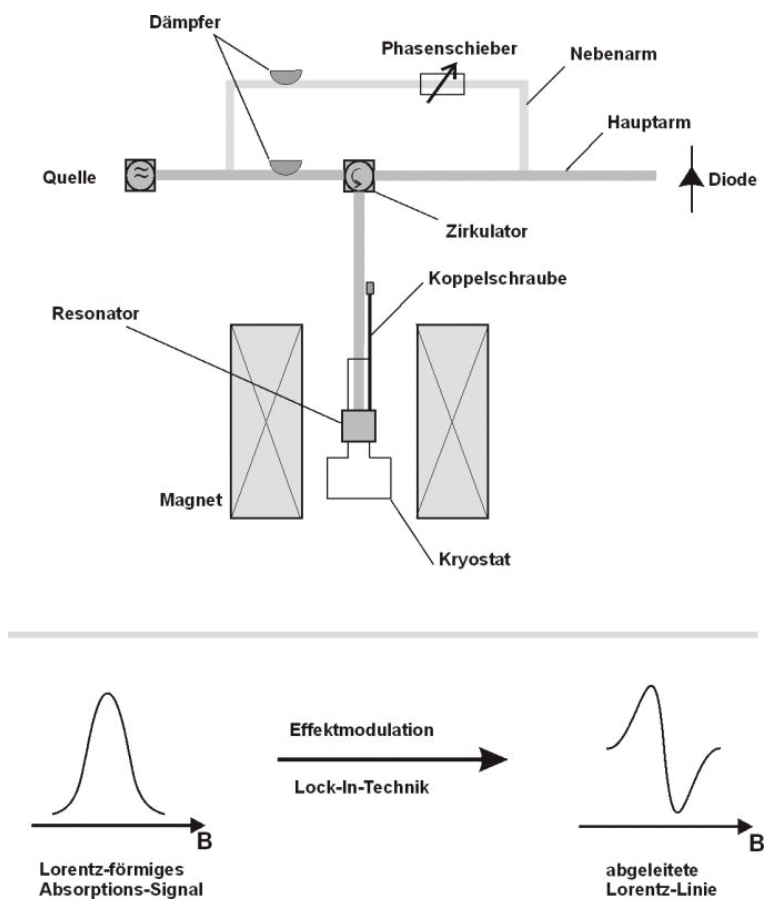


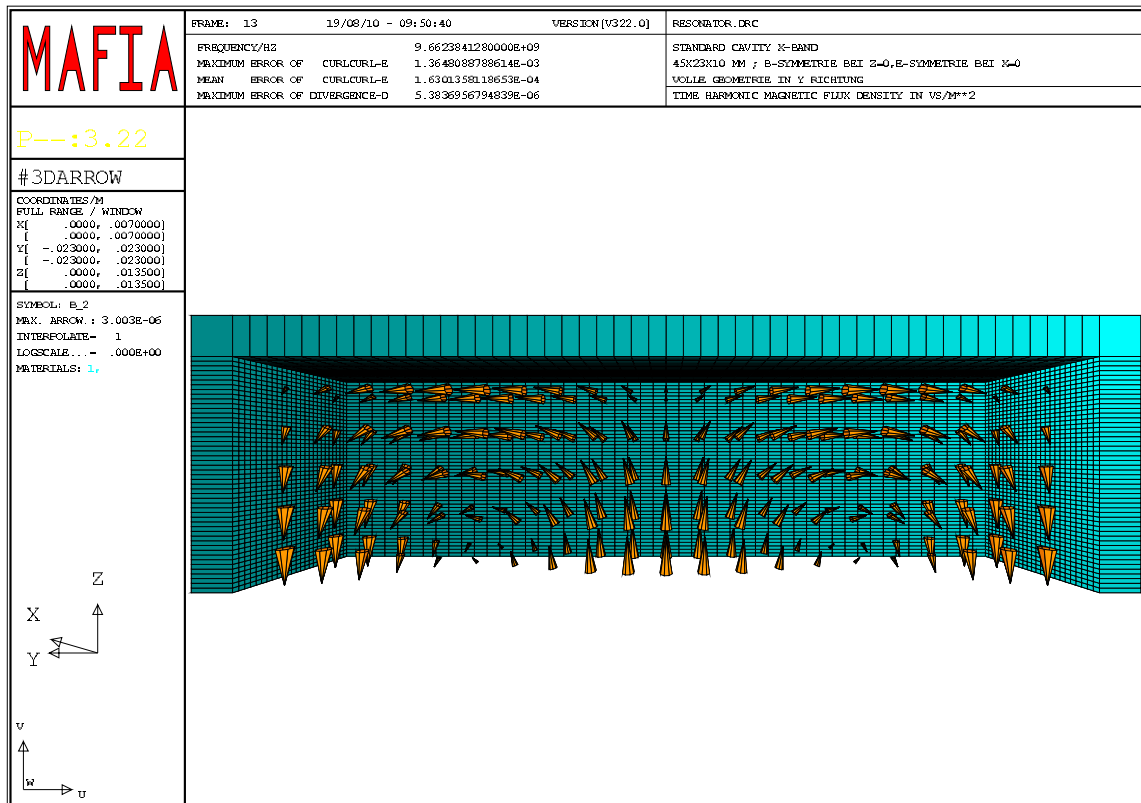
Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau der ESR Anlage

befindet sich in der TE<sub>102</sub> Mode normalerweise im Maximum des Magnetfeldes und in der Knoten-Ebene des elektrischen Feldes. Eine gute Übersicht über Resonatoren und Hohlleiter findet sich im Buch von Charles Poole [58]. Da die Feldverteilung im Resonator für die Diskussion der Messergebnisse und der Signalentstehung entscheidend ist, soll hier kurz darauf eingegangen werden. Die Rechteckgeometrie gibt sehr starke Randbedingungen für die Resonatormode vor, daher bleibt die Geometrie der Mode auch bei großen Proben nahezu unverändert. Die Güte des Resonators nimmt dagegen speziell beim Einbringen von leitfähigen Proben stark ab. Abbildung 2.2 zeigt die Verteilung des Mikrowellenmagnetfeldes im Resonator.

Die Probe wird hier in der Mitte von oben (in der Mitte der x-y-Ebene, entlang der z-Richtung eingebracht und liegt damit im Maximum des Magnetfeldes. Die Feldstärke ist von der Probenposition nur wenig abhängig, wenn die Probe bis in die Resonatormitte bezüglich der z-Richtung eingebracht wird.

Wird die Probe entlang der x-Achse verschoben, so nimmt das Magnetfeld zum Rand

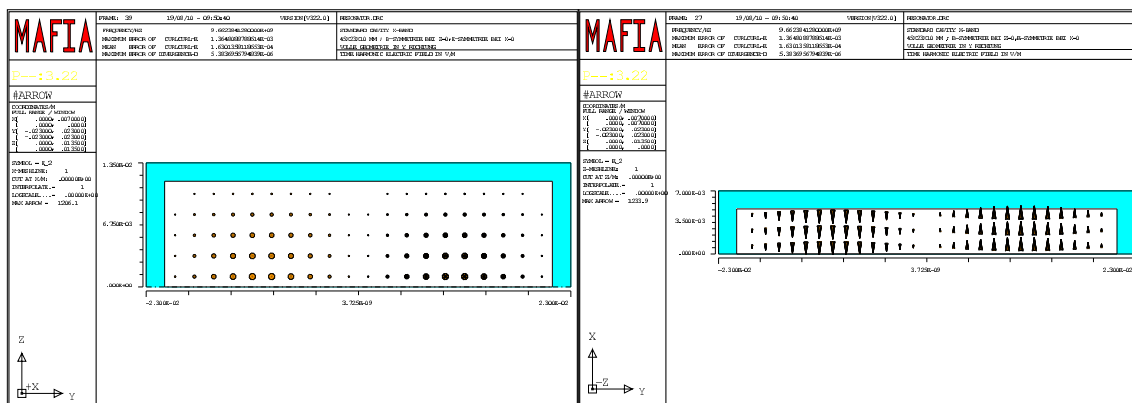




**Abbildung 2.2:** Magnetfeldverteilung in einem TE102 Rechteckresonator, Blick auf die y-z-Ebene aus der x-Richtung, 1/4 Geometrie, Berechnet mit MAFIA

des Resonators hin cosinusförmig ab. Entlang der y-Richtung nimmt der Betrag des Magnetfeldes ebenfalls cosinusförmig ab, wie man in Abbildung 2.2 sieht. Diese Bedingungen führen dazu, dass eine, bezüglich der ESR-Messungen, günstige Probenposition einfach einzustellen ist. Lediglich die z-Lage, also die Einbauhöhe im Resonator ist kritisch. Abbildung 2.3 zeigt die Verteilung des elektrischen Feldes der Mikrowellen-Mode. Die elektrische Feldstärke nimmt für kleine Auslenkungen von der Mitte linear zu. Die erreichbare Auslenkung ist in unserem Aufbau etwa  $100\mu\text{m}$ . Sie wird durch Verschieben des Probenstabes in seiner Führung, mit Hilfe einer speziellen Verschiebe-Apparatur, erreicht. Es ist also, durch die Anordnung bedingt, lediglich ein relativ kleines E-Feld experimentell zugänglich.

Um Verwirrungen vorzubeugen, möchte ich hier die Koordinatenwahl für die spätere Diskussion des Rashba-Effektes treffen. Da in der ESR im allgemeinen die z-Richtung die Richtung des äußeren Magnetfeldes  $B_0$  ist, in der Bezeichnung von Quantum-Wells jedoch meistens die Wachstumsrichtung als z-Richtung gewählt wird, kommt es hier häufig zu Missverständnissen. Ich möchte die in den Darstellungen der Resonator-Moden verwendete Konvention beibehalten. Die y-Richtung ist hier stets die Richtung,

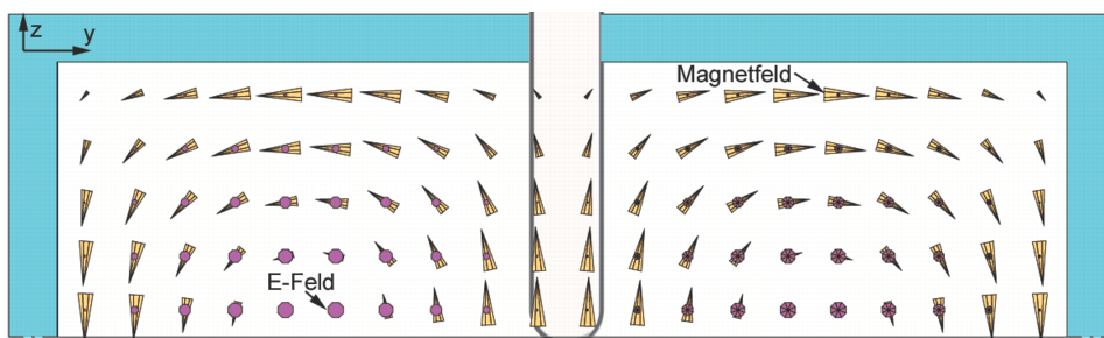


**Abbildung 2.3:** E-Feldverteilung in einem TE102 Rechteckresonator; Links: Blick auf die x-y-Ebene aus der z-Richtung; Rechts: Blick auf die y-z-Ebene aus der x-Richtung; 1/4 Geometrie, Berechnet mit MAFIA

in der das elektrische Feld im Resonator linear von der Mitte aus zunimmt. Die Probe wird entlang der z-Achse in den Resonator eingeführt. Sie kann daher auch um die z-Achse gedreht werden. Die 2-dimensionale Schicht liegt daher entweder in der x-z- oder der y-z-Ebene. Auf Grund der Einbaulage des Resonators, die nicht verändert werden kann, liegt das äußere Magnetfeld  $B_0$  in x-Richtung. Das Mikrowellen-Magnetfeld  $B_1$  liegt in z-Richtung, das E-Feld der Mikrowelle in x-Richtung.

Da für 'normale' ESR-Experimente die Orientierung der Probe keine Auswirkungen auf die Amplitude des Signals hat, sondern höchstens auf den g-Faktor anisotroper ESR-Signale, werden diese Eigenschaften des Resonators oft vernachlässigt.

Abbildung 2.4 zeigt die Einbaulage des Probenstabes, sowie E- und B-Feld in einem Bild.



**Abbildung 2.4:** Feldverteilung in einem TE102 Rechteckresonator mit Einbaulage des Probenstabes. Blick auf die y-z-Ebene aus der x-Richtung, 1/4 Geometrie, Berechnet mit MAFIA. Gelbe Pfeile: B-Feld; Lila Punkte: E-Feld; Feldstärke proportional zu Größe der Symbole.

Der verwendete X-Band-Resonator zeichnet sich durch eine hervorragende Güte aus. Daher ist das erreichte magnetische Wechselfeld  $B_1$  sehr groß im Vergleich zu den erreichten Feldern im Q-Band Spektrometer.

## 2.2 Q-Band-Spektrometer

Das in dieser Arbeit verwendete Q-Band Spektrometer besteht aus einer Q-Band Mikrowellen-Brücke der Firma Bruker (ER 053) sowie einem supraleitenden Magnex 8 Tesla Solenoid-Magnet. In die Raumtemperatur-Bohrung des Magneten ist ein Oxford CF 1200 Helium Durchfluss-Kryostat eingelassen, in den ein geeigneter Probenkopf eingebaut wird. Der Probenkopf, in dem Resonator, Abstimm-Vorrichtung sowie HF-Anschlüsse und Zuleitungen integriert sind, ist ein Eigenbau, der speziell auf die Anforderungen der Spektroskopie an zweidimensionalen Systemen zugeschnitten wurde. Die Planung und Konstruktion habe ich selbst durchgeführt. Die technische Umsetzung erfolgte durch die institutseigene Werkstatt.

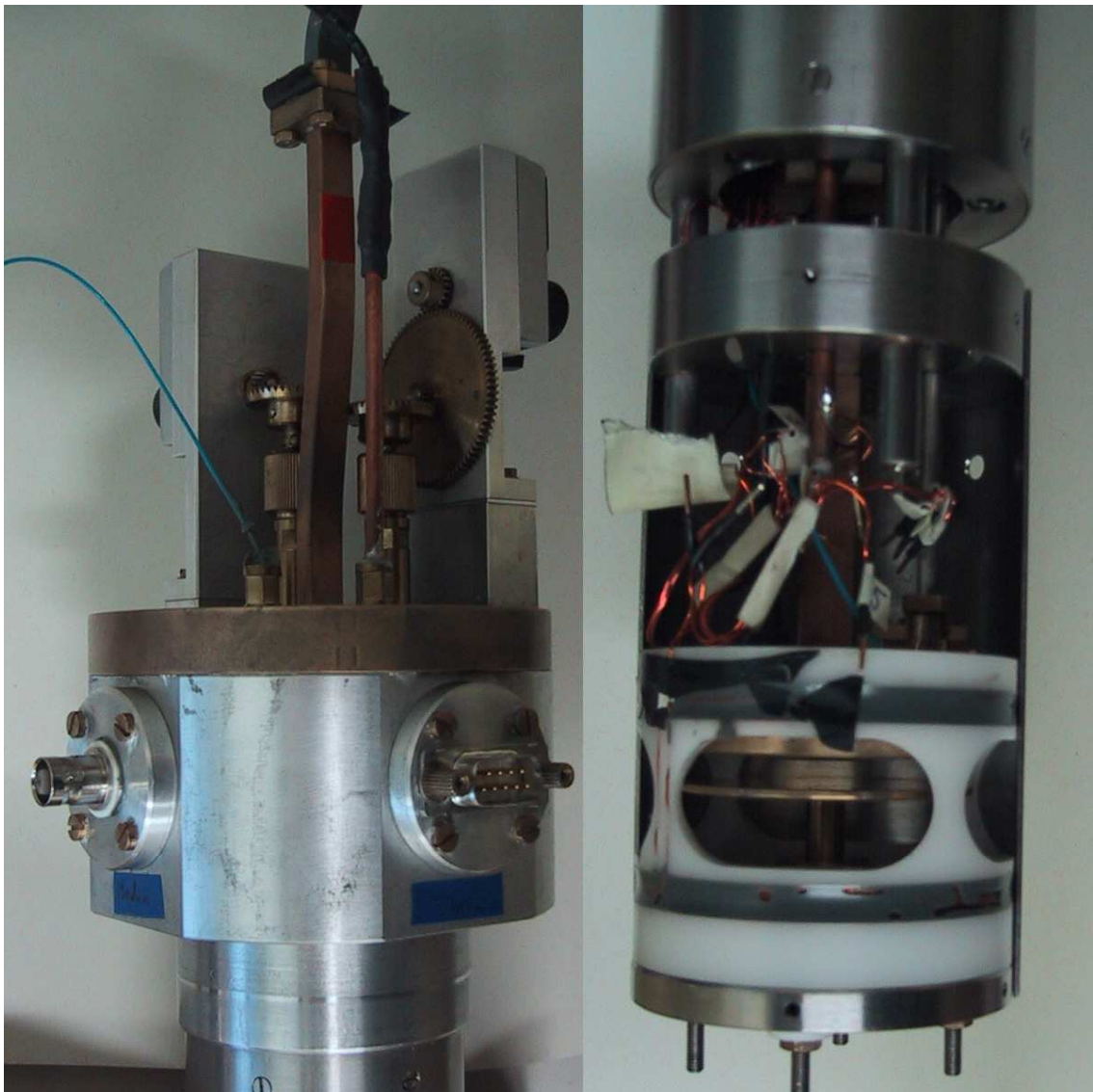
Der Probenkopf besteht aus einem Edelstahlrohr mit 60 mm Aussendurchmesser welches oben durch ein Kopfstück abgeschlossen wird, an dem Anschlüsse für den Hohlleiter, Hochfrequenz, elektrische Hilfsleitungen sowie die Frequenz-Verstellung und die Impedanzanpassung angebracht sind. Der maximale Aussendurchmesser des Rohres wird durch die Maße des Kryostaten bestimmt. Abbildung 2.5 zeigt das Kopfstück und die aufgeschraubte untere Dose.

### 2.2.1 Der Fabry-Perot-Resonator

Der Fabry-Perot-Resonator ist das Herzstück des Probenkopfes. Er wurde nach dem Vorbild eines Resonators für 94 GHz, (Hans-Jürgen Kümmerer) gebaut [59].

#### Aufbau

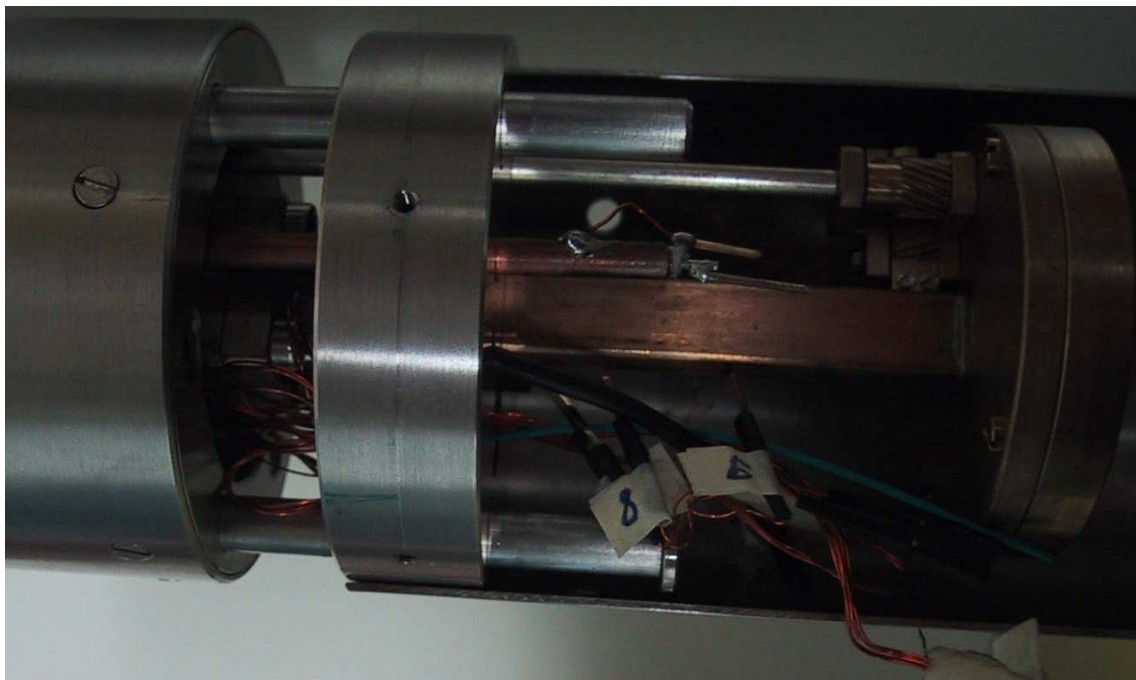
Für den Resonator wird eine Fabry-Perot Geometrie verwendet. Sie bietet auf der Oberfläche ihrer Spiegel eine Knotenebene des elektrischen Feldes bei maximalem Magnetfeld. Somit kann auf einem Spiegel die Probe platziert werden, durch den anderen Spiegel kann mittels eines Loches die Mikrowelle aus dem Hohlleiter eingekoppelt werden. Diese Geometrie kann auf einfache Weise die Anforderungen erfüllen, welche durch die räumlichen Gegebenheiten im Probenkopf selbst gegeben sind. Da in dem Solenoiden das Hauptmagnetfeld  $B_0$  in vertikaler Richtung liegt, muss das Mikrowellenfeld  $B_1$  horizontal ausgerichtet sein. Dies ist für einen Spiegel mit horizontal



**Abbildung 2.5:** Linke Seite: Kopfstück des Probenhalters. Rechte Seite: Dose mit Modulations-Spulen, Spiegel und Hohlleiter-Ansatz sowie Anbauteilen

liegender Oberfläche erfüllt. Da der Hohlleiter lediglich senkrecht von oben auf den oberen Spiegel stoßen muss, ist eine einfache Anordnung im Probenkopf möglich. Um eine Anpassung der Frequenz zu ermöglichen, wurde der untere Teil des Hüllrohrs abgetrennt und auf 3 Stehbolzen verschiebbar gelagert. Der Resonator kann mittels des Frequenz-Einstellrades in seiner Länge, und damit in seiner Frequenz geändert werden. Der Vortrieb erfolgt über eine Gewindestange M4x0.5. Diese wird über einen Zähler gedreht, dessen 10000 Einheiten 100 Umdrehungen entsprechen. Dieser wird im Verhältnis 1:3 untersetzt, so dass 1 Umdrehung des Stellrades (= 1 Achsdrehung

= 100 Einheiten) einem Vortrieb von  $0.5/3 \text{ mm} = 166 \text{ }\mu\text{m}$  entspricht. 2640 Einheiten entsprechen in etwa einer halben Wellenlänge, also ca. 4.4 mm. Zu größeren Werten des Zählers wird der Resonator kürzer, d.h. die Frequenz höher. Eine Umdrehung (= 100 Einheiten) entspricht bei 34 GHz und 15 mm Plattenabstand (Relative Änderung des Abstandes :  $166 \cdot 10^{-6} / 15 \cdot 10^{-3} = 1.1 \cdot 10^{-2}$ ) etwa 370 MHz . Eine Einheit entspricht also 3.7 MHz . Der bewegliche Teil des Rohrs, die Dose, beherbergt den unteren Spiegel, die Modulationsspulen sowie die Probenbeleuchtung. Der obere Spiegel hängt an einer Haltescheibe befestigt beweglich am Hohlleiter, um dessen Kontraktion beim Abkühlen auszugleichen. Kurz oberhalb des Spiegels ist eine Führungsscheibe im Hüllrohr befestigt, die seitliches Vibrieren unterdrückt.



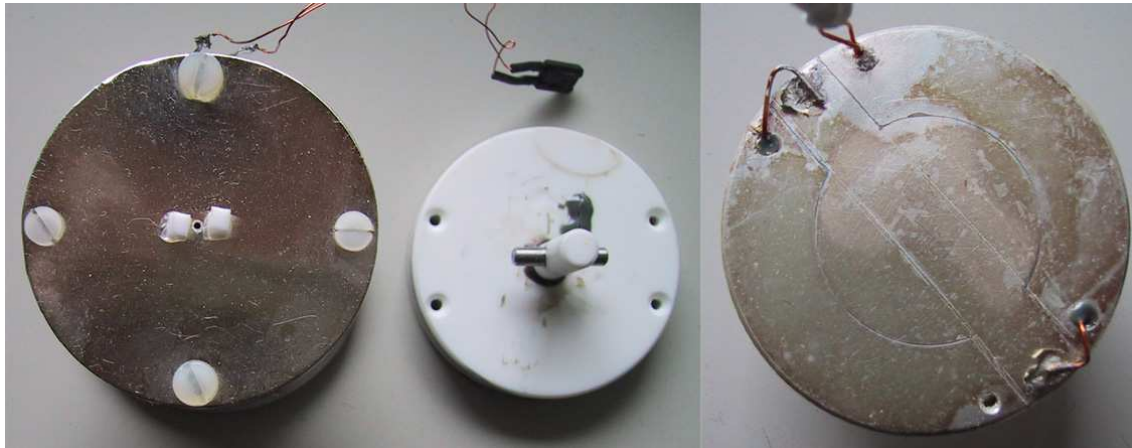
**Abbildung 2.6:** Nahaufnahme der Dose und der Impedanzanpassung

Auf der Haltescheibe des oberen Spiegels ist die Impedanzanpassung angebracht. Sie ist mit Hilfe eines Screw tuners [58] realisiert. Er besteht aus einem Kunststoffstift (Vespell), auf dem an der Spitze eine dünne (0.1 mm) Scheibe aus Messing axial angebracht wurde. Der Stift sitzt auf einer dünnen, vertikal angebrachten Platte welche durch einen Schlitz in der schmalen Seite des Hohlleiters führt. Somit können Stift und Scheibe im Inneren des Hohlleiters bewegt werden. Die Scheibe wirkt dort als Kapazität, deren Größe vom Abstand der Scheibe zur Wand abhängt. Dadurch kann die Impedanz des Hohlleiters der probenabhängigen Impedanz des beladenen Resonators angepasst werden. Der Abstand des Loches vom Spiegel beträgt 2 mm. Die eigentlich

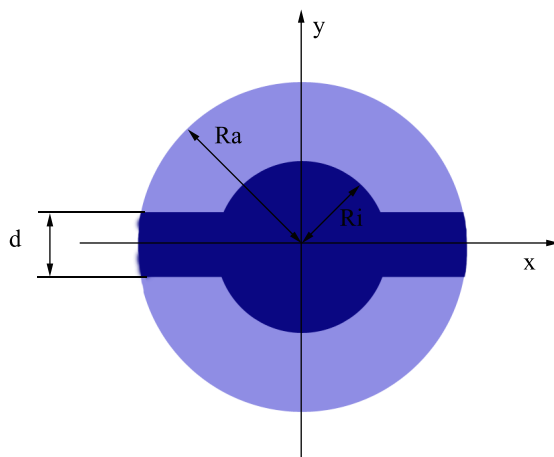
vorteilhaftere Variante des Slidescrew-tuners, bei der die oben beschriebene Anordnung noch längs des Hohlleiters verschoben werden kann, konnte aus mechanischen Gründen nicht realisiert werden.

Der obere Spiegel ist ein runder, konkaver Messingspiegel mit einem Krümmungsradius von 40 mm und einem Durchmesser von 45 mm. Der untere Spiegel kann symmetrisch dazu ausgeführt werden. Diese konfokale Anordnung ist dann sinnvoll, wenn eine Probe nicht auf dem Spiegel sondern in der Mitte zwischen den Spiegeln gehalten werden soll. Die Feldstärke ist dann bezogen auf die Leistung größer, da der vom Magnetfeld durchflutete Raum kleiner wird, also die magnetische Flussdichte  $B$  größer. Für die meisten Experimente wurde jedoch ein planer unterer Spiegel verwendet (Semikonfokal). Dieser kann im einfachsten Fall aus Messing sein (wie in Abbildung 2.6. Da der untere Spiegel das magnetische Wechselfeld der Modulationsspulen, welches senkrecht auf der Spiegelebene steht, durchlassen sollte, darf er nicht zu dick sein. Bereits eine Spiegeldicke von 0.5 mm führte zu fast vollständiger Abschirmung des Modulationsfeldes durch induzierte Kreisströme im Spiegel. Daher wurde der Spiegel aus einem Träger aus Makor (eingetragenes Warenzeichen) hergestellt. Makor ist eine Sinterkeramik der Firma Corning GmbH welche mit normalen Werkzeugen bearbeitbar ist und doch die vorteilhafte Eigenschaft der Keramik hat, einen sehr geringen Wärmeausdehnungskoeffizienten zu besitzen. Auf diesen Träger wurde dann eine haftvermittelnde Chromschicht von etwa  $1\mu\text{m}$  Dicke aufgedampft. Auf diese Haftsicht dann eine  $50 - 80\mu\text{m}$  Silberschicht, die als eigentlicher Reflektor für die Mikrowelle diente. Mit dieser Anordnung gelang es, die Modulationsamplitude nicht zu sehr zu dämpfen (etwa auf die Hälfte bei  $f_{mod} = 100\text{ kHz}$ ) und trotzdem eine unbeladene Güte des Resonators von 1500 zu erreichen. Für Proben, welche Beleuchtung erfordern, wurde entweder am Modulationsspulenkörper eine Leuchtdiode angebracht, oder wie in Abbildung 2.7 links zu sehen ist, ein Makorhalter so horizontal geteilt und ausgefräst, dass die Leuchtdiode unter den Spiegel passt. Dieser wurde in diesem Fall nicht aufgedampft, sondern aus einer Silberscheibe von  $70\mu\text{m}$  dicke (Bezug: Goodfellow) gefertigt und aufgeklebt. Die Teflonschrauben dienen dazu, den Makorhalter zusammenzuhalten.

Auf den unteren Spiegel zentriert wurde der Modulationsspulenkörper in die Dose eingepasst. Er stellt ein Helmholtzspulenpaar mit zwei mal sechzig Windungen Kupferdraht von 0.35 mm Durchmesser zur Verfügung. Da der Spulenkörper aus Delrin mit der Dose bewegt wird befindet sich der untere Spiegel und damit die Probe immer in der Mitte des Helmholtzpaars und damit am Ort der größten Modulationsfeldhomogenität.



**Abbildung 2.7:** Linke Seite: Normaler Spiegel mit Loch für Beleuchtung von unten, Mitte: Ansicht von unten, Haltestift, Rechte Seite: Doppelresonanzspiegel mit ausgefräster Strombahn.



**Abbildung 2.8:** Schema des RF-Spiegels. Dunkelblau: stromdurchflossener Innenbereich; hellblau: stromfreier Bereich

### Doppelresonanz-Aufbau

Für Doppelresonanzexperimente muss ein zweites magnetisches Wechselfeld  $B_2$  eingestrahlt werden, welches sowohl auf  $B_0$  als auch auf  $B_1$  senkrecht steht. Dieses Feld muss im allgemeinen im Bereich einiger MHz schwingen. Meist wird ein kleiner Loop, oder eine Spule mit zwei Windungen direkt um die Probe gelegt. Wenig Windungen und wenig Volumen sind Voraussetzung für eine geringe Induktivität und eine hohe Feldstärke am Ort der Probe. Für die zweidimensionalen Systeme wurde ein ande-

res Konzept entwickelt. Da die Probe sowieso auf einem leitfähigen Untergrund liegt, kann im Prinzip auch der Spiegel als Leiterbahn dienen und das Feld  $B_2$  erzeugen. Da die Probe sehr nah am Stromfluß liegt, resultiert auch bei geringer Stromdichte und nur einem stromdurchflossenen Leiter (keine Spule) eine ansehnliche Feldstärke. Um die erforderliche Leistung zu reduzieren, wurde auf dem Spiegel in 2.7 rechts eine Strombahn durch Ausfräsen eines Isolationskanals gebildet, so dass nicht mehr der ganze Spiegel durchflossen wird. Es ist allerdings immer noch nötig, eine kreisförmige Geometrie des Kanals in der Mitte, speziell im Bereich der  $1/e$  Breite der Mode beizubehalten, da dort radiale Ströme zum Anschwingen der Mode möglich sein müssen. Die Schemazeichnung 2.8 zeigt den stromdurchflossenen Bereich des Spiegels.

Um eine Abschätzung der Homogenität des erzeugten RF-Magnetfeldes sowie der erreichbaren Feldstärke zu bekommen, wurde die Feldverteilung simuliert. Mit Hilfe des Programm-Pakets 'Biot-Savart' von G. Denninger wurde zunächst eine Verteilung von Strompfaden im Spiegel berechnet. Der Strom fließt in dem Spiegel am Rand in x-Richtung (vergleiche 2.8). Im kreisförmigen Mittelsegment fließt der Strom dann ebenfalls in Halbkreisen. Das Programm diskretisiert den Strompfad, zerlegt ihn in einzelne kleine 'Stromstücke'. Dann wird an jeder Position nach dem Biot-Savart'schen Gesetz

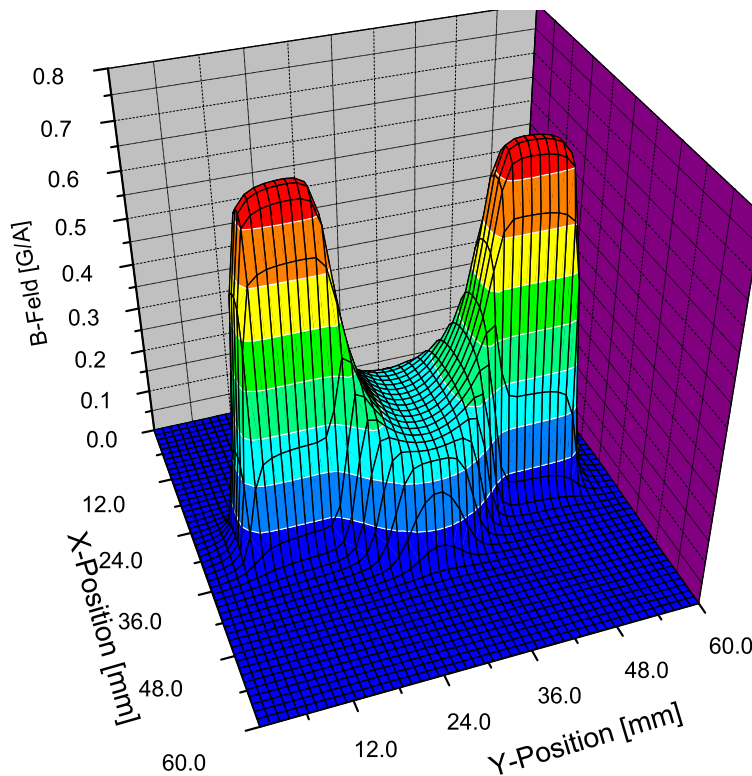
$$\mathbf{H} = \int_s \frac{I d\mathbf{s} \times \mathbf{r}}{4\pi r^3} \quad (2.1)$$

das Magnetfeld berechnet, welches von diesem 'Stromstück' erzeugt wird. Die an einer bestimmten Position erzeugten Magnetfelder aller 'Stromstücke' werden dann aufsummiert. Auf diese Weise bekommt man einfach die gesamte Nahfeldverteilung der 'Stromanordnung', wie in Abbildung 2.9 dargestellt.

Es ist gut zu erkennen, dass über den rechteckigen, schmalen Anschlußstücken das Feld viel größer ist als in der Mitte. Dies entspricht den Erwartungen, da dort die Stromdichte, aufgrund der geringeren Ausdehnung der Strombahn, wesentlich höher ist als in der Mitte. Die sattelförmige Feldverteilung lässt auf ein großes und relativ homogenes RF-Feld in der Mitte hoffen. Das Feld der Anordnung ergibt sich zu 0.31 G/A direkt auf dem Spiegel, 0.25 G/A 0.5 mm über dem Spiegel. Es lässt sich eine Homogenität von etwa  $(\Delta B)/(\Delta x) = 0.007 \text{ G}/(\text{A}\cdot\text{mm})$  oder  $2.8 \cdot 10^{-2}/\text{mm}$  bestimmen. In  $y$ -Richtung ist die Feldabweichung nur etwa ein Zehntel, also  $(\Delta B)/(\Delta y) = 0.0007 \text{ G}/(\text{A}\cdot\text{mm})$ . Bei einer normalen Probenausdehnung von 4 mm ergibt das eine Feldabweichung von 0.028 G/A über der Probe.

Um quantitative Aussagen über die Feldstärke treffen zu können, muss die Impedanz-Anpassung des Spiegels an den RF-Verstärker, beziehungsweise die Kabel, berücksich-





**Abbildung 2.9:** Feldverteilung des RF-Spiegels, Farbcodierung: Rot: hohe Feldstärke, Blau: geringe Feldstärke

sichtigen. Hierfür kann aus der Energie die im Feld des Spiegels steckt eine effektive Induktivität des Spiegels ermittelt werden. Die Energie  $E$  einer stromdurchflossenen Anordnung ist:

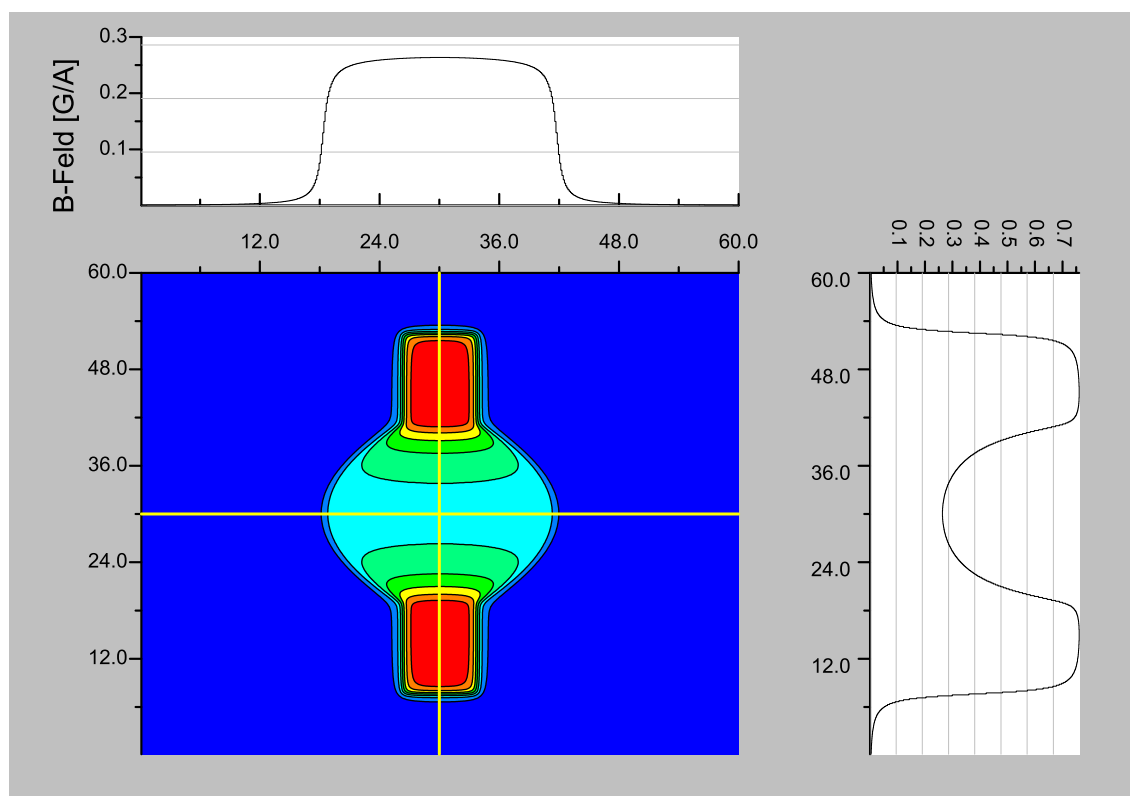
$$E = \frac{1}{2} L \cdot I^2. \quad (2.2)$$

Die Energie die in einem, von einem Magnetfeld durchsetzten, Volumen steckt ist

$$E_{\text{mag}} = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} dV. \quad (2.3)$$

Für den (hier gegebenen) Fall, dass ein Medium ohne Hysterese vorliegt gilt immer  $\mathbf{B} = \mu_0 \cdot \mathbf{H}$ . Die Energie des Feldes kann dann in erster Näherung einfach ermittelt werden, in dem man das Magnetfeld auf einem Gitter im Raum berechnet und dann die einzelnen, mit dem Volumen gewichteten, Beiträge aufsummiert.

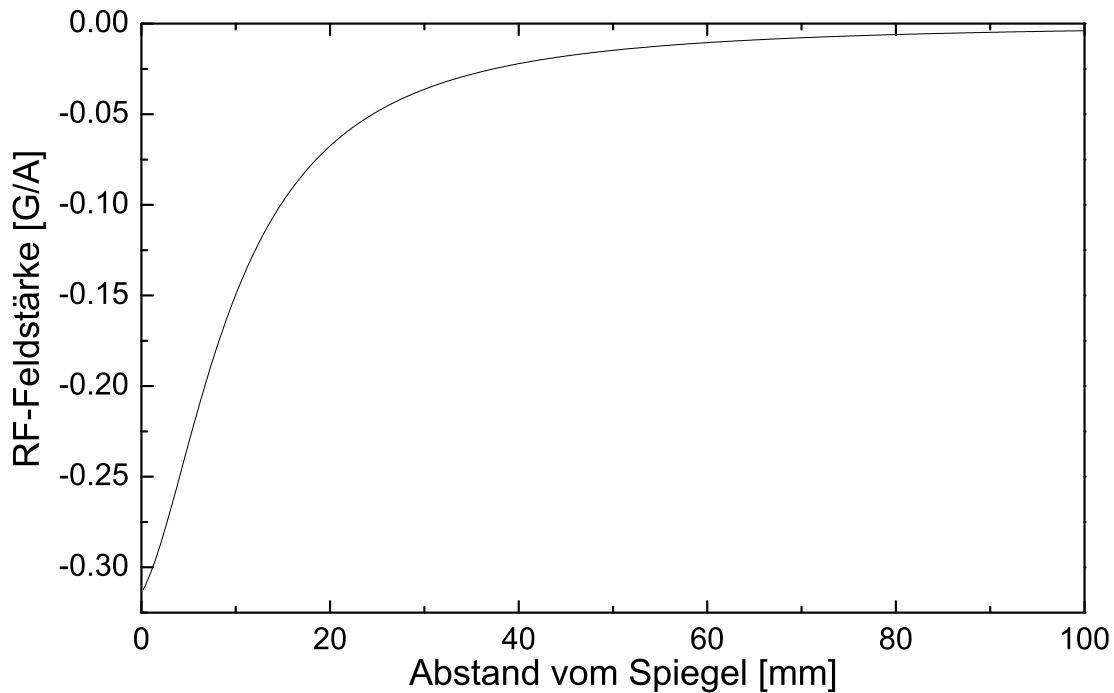
Dies wurde mit einer Erweiterung des Biot-Savart-Codes gerechnet, der jeweils einzelnen Schichten berechnet und das gesamte Feld in der Schicht aufsummiert. Der



**Abbildung 2.10:** Feldverteilung des RF-Spiegels, Falschfarbendarstellung mit Schnittlinien.

Gesamtstrom wird gleich 1 Ampere gesetzt. Das Ergebnis der Rechnung ergibt sich dann in Einheiten von Gauss pro Ampere. Es wird jeweils das Feld in der Mitte des Voxels als konstant über das ganze Voxel angenommen. Dies wird für immer größere Abstände zur stromführenden Schicht durchgeführt bis die Feldstärke weit genug abgeklungen ist. Um das Problem der Bestimmung der Feldstärke im Leiter zu umgehen wird das erste Voxel bei einer Position von  $z = 0.5$  mm mit einer Dicke von 1 mm plaziert. Damit deckt es den Raum vom Spiegel an ab. Der Feldwert wird bei  $z = 0.5$  mm berechnet. Da das Feld in unmittelbarer Nähe des Strompfades nichtlinear wächst macht man hierbei einen systematischen Fehler. Das mittlere Magnetische Feld, speziell in den ersten Voxeln, wird unterschätzt. Als einfache Näherung sollte dies jedoch genügen. Um eine sich ein Bild von der möglichen Abweichung und dem tatsächlichen Feldverlauf machen zu können, wurde das Feld entlang einer Schnittlinie bei  $x = y = 0$  in  $z$ -Richtung gerechnet.

Abbildung 2.11 zeigt den Abfall der RF-Feldstärke mit dem Abstand vom Spiegel. Wie man sieht gibt es Nahe am Spiegel zwar eine Abweichung der Kurvenform, jedoch kein singuläres Verhalten. Das RF-Feld direkt an der Spiegeloberfläche ( $1 \mu\text{m}$  Abstand)



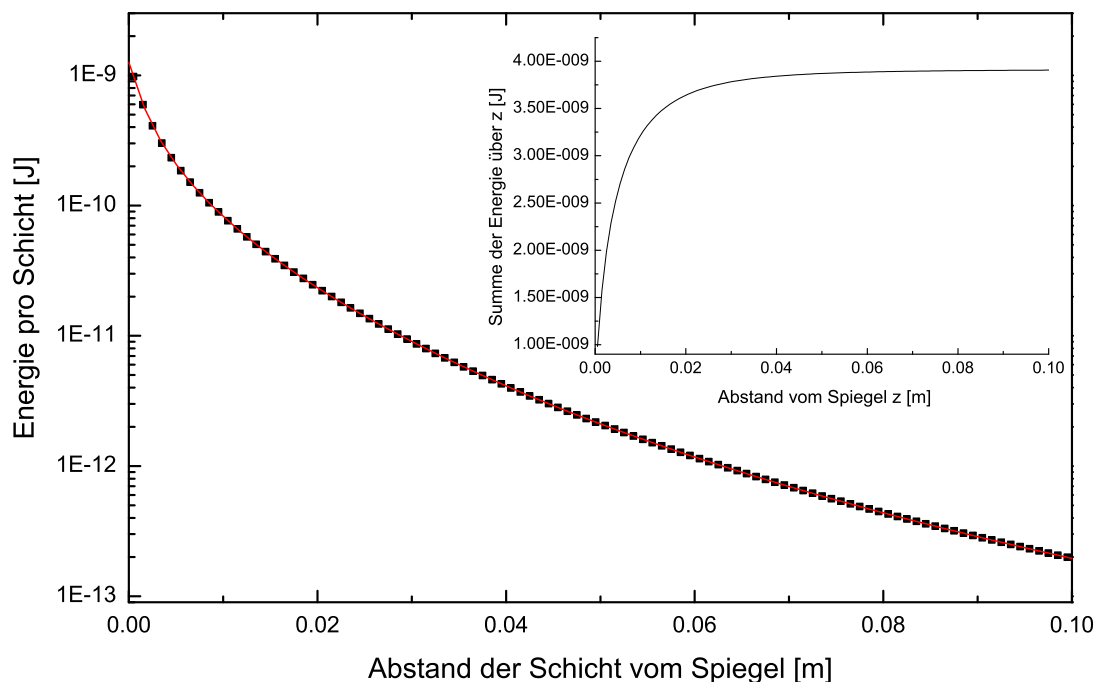
**Abbildung 2.11:** RF-Feldstärke über dem Abstand vom Spiegel  $z$ .

ergibt sich zu  $B_1(1e-6) = 0.31 \text{ G/A}$ .

In Abbildung 2.12 ist die Abhängigkeit des Energiegehaltes einer berechneten Schicht (Schichtdicke 1 mm) vom Abstand der Schichtmitte vom Spiegel dargestellt. Das Inset zeigt die Summe aller Schichten mit Abstand vom Spiegel kleiner  $z$ . Die Gesamtenergie des RF-Feldes ist dann doppelt so groß wie die Endsumme im Inset von Abbildung 2.12, da ja nur über einen Halbraum aufsummiert wurde. Es ergibt sich eine Gesamt-Feldenergie von  $E_{\text{RF}} = 7.812 \cdot 10^{-9}$  Joule.

Nach Gleichung 2.2 ergibt sich daraus bei einem Strom von 1 Ampere, wie in der Rechnung angenommen, eine Induktivität von  $L = 1.56 \cdot 10^{-8}$  Henry.

Aus diesem Wert ergibt sich für eine RF-Frequenz von  $f = 20 \text{ MHz}$ , wie in den Li:LiF-Testmessungen verwendet, ein induktiver Widerstand des Spiegels von  $Z_{20} = 1.96\Omega$ , für  $f = 40 \text{ MHz}$  wie bei den GaAs-Messungen  $Z_{40} = 3.92\Omega$ . Der ohmsche Widerstand der Anordnung beträgt bei Raumtemperatur etwa  $0.7 \Omega$ . Die gesamte Impedanz ist also  $Z_{20} = 2.66\Omega$  bei 20 MHz und  $Z_{40} = 4.62\Omega$  bei 40 MHz. Da diese Impedanz sehr klein gegenüber der Leitungsimpedanz von  $50 \Omega$  ist, kann näherungsweise von einem Kurzschluss ausgegangen werden. Im Kurzschluss fließt der doppelte Strom, der an



**Abbildung 2.12:** Energieinhalt des Magnetfeldes pro Schicht über dem Abstand der Schichtmitte vom RF-Spiegel (Schichtdicke 1 mm) ; Inset: Summe der Schichtenergien bis zum Abstand  $z$ .

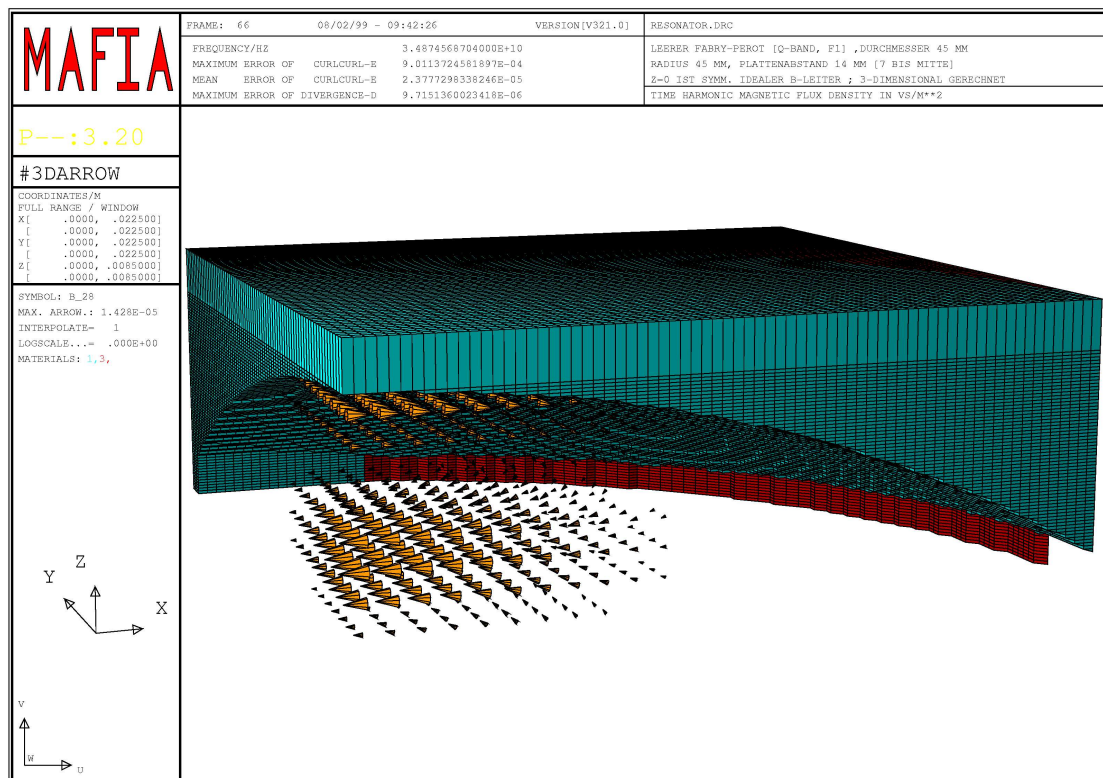
einem ideal angepassten Abschluss fließen würde. Der Strom bei einer Leistung  $P$  an einem Widerstand  $R$  ist

$$I = \sqrt{\frac{P}{R}}. \quad (2.4)$$

Es ergibt sich ein Strom im Spiegel von  $I = 2 \cdot \sqrt{\frac{1\text{W}}{50\Omega}} = 283$  mA. Aus den oben gezeigten Simulationsrechnungen ergibt sich ein Magnetfeld von etwa 0.25 G/A in der Mitte des Spiegels und 0.5 mm über dem Spiegel. Entsprechend bei 283 mA ein Feld von 70.7 mG. Direkt auf dem Spiegel erhält man ein RF-Feld von etwa 0.31 G/A, daraus folgt ein Feld bei 1 W RF-Leistung von 87.7 mG. Mit Hilfe Overhauserverschiebungsmessung in Abhängigkeit von der RF-Leistung kann dieses Feld verifiziert werden. Siehe dazu Kapitel 2.2.1.

## Feld-Geometrie der Mikrowellenmode

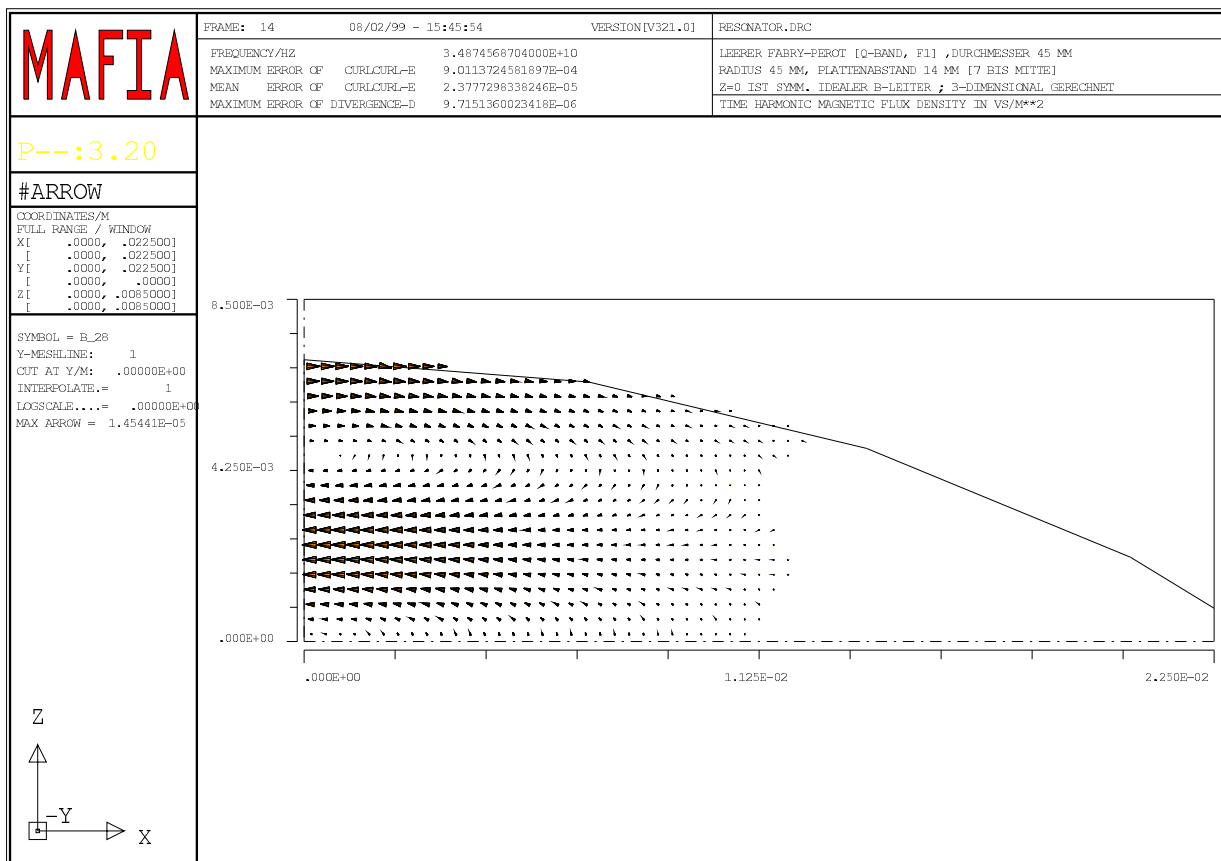
Der Resonator lässt aufgrund seiner offenen Geometrie eine Reihe von stationären Moden zu, auf welche sich die Gesamtleistung der eingekoppelten Mikrowelle verteilt. Ziel ist es also, nur diejenige Mode anschwingen zu lassen, mit der man arbeiten will. In diesem Fall ist dies eine Mode, welche in der Spiegelebene (x-y-Ebene) einen Knoten des elektrischen Feldes hat, erzwungen durch die leitfähige Spiegeloberfläche. Das Magnetfeld ist in x-Richtung gerichtet, das elektrische Feld in y-Richtung. In der x-y-Ebene nimmt die Feldamplitude gaussförmig nach aussen ab. In z-Richtung bildet sich eine stehende Welle aus. Abbildung 2.13 zeigt eine Simulation der Resonatormode mit dem Programmpaket 'MAFIA'. Um Rechenzeit zu sparen wurde nur ein achtel der tatsächlichen Geometrie berechnet, unter Einbeziehung der Symmetrien.



**Abbildung 2.13:** Räumliche Darstellung des Magnetfeldes der Mikrowellen-Mode in einer 1/8 -Geometrie bei 34GHz

Für den Soll-Spiegelabstand von 15 mm ergibt sich also eine Mode mit 3 Halbwellen in z-Richtung (in Abb. 2.13 also 1.5). Da hier tatsächlich ein doppelt konfokaler Resonator berechnet wurde (2 konkave Spiegel) ist die reale Mode weiter auf dem ebenen

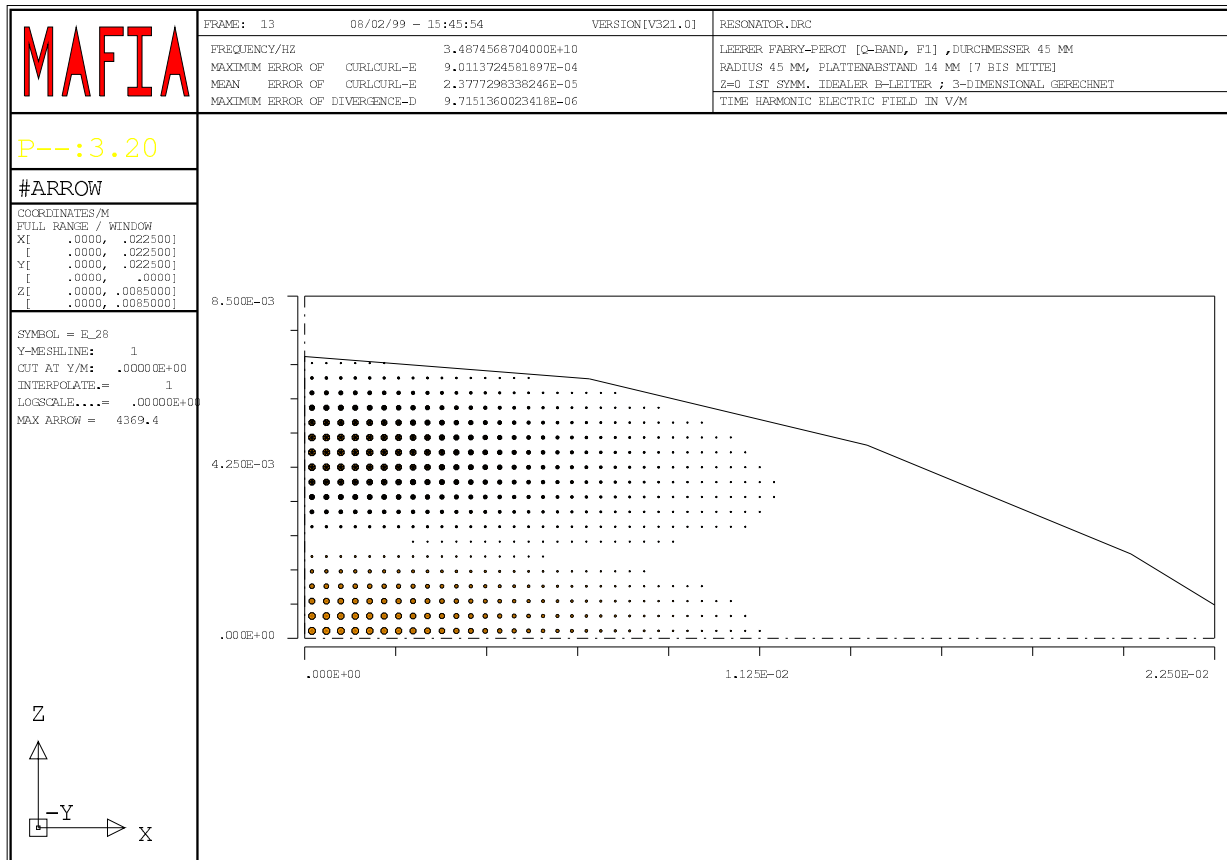
Spiegel ausgedehnt als hier berechnet. An der Geometrie ändert sich jedoch nichts wesentliches. Versuche mit dem doppelt konkaven Spiegel wurden nach wenigen Tests wieder eingestellt, da die Herstellung der Spiegel und das Montieren der Proben zu aufwändig waren.



**Abbildung 2.14:** Schnitt durch das Magnetfeld der Mikrowellen-Mode in einer 1/8-Geometrie bei 34GHz

Abbildung 2.14 zeigt die Magnetfeldverteilung in einem Schnitt durch die x-z-Ebene, wobei die x-Komponente des Magnetfeldes gezeichnet ist. Man sieht gut das radiale Abfallen der Feldamplitude nach außen. Die höchste Amplitude und damit die ideale Position der Probe ist also die Mitte des Spiegels, möglichst genau auf der Oberfläche. Abbildung 2.15 zeigt die dazu komplementäre Verteilung des elektrischen Feldes. Das Maximum des elektrischen Feldes liegt  $\lambda/4$  über dem Spiegel, etwa 2.2 mm bei 34 GHz. Es hat sich jedoch gezeigt dass für Halbleiterproben bereits eine Dicke von 1 mm ausreicht um das Feld stark zu stören. Dies liegt im wesentlichen daran, dass in der offenen Geometrie des Fabry-Perot-Systems die Randbedingungen für die Mode wesentlich weniger hart sind als zum Beispiel im Rechteck-Resonator. Außerdem variiert die effektive elektrische Resonator-Länge mit der Dielektrizitäts-Konstante der

Probe.

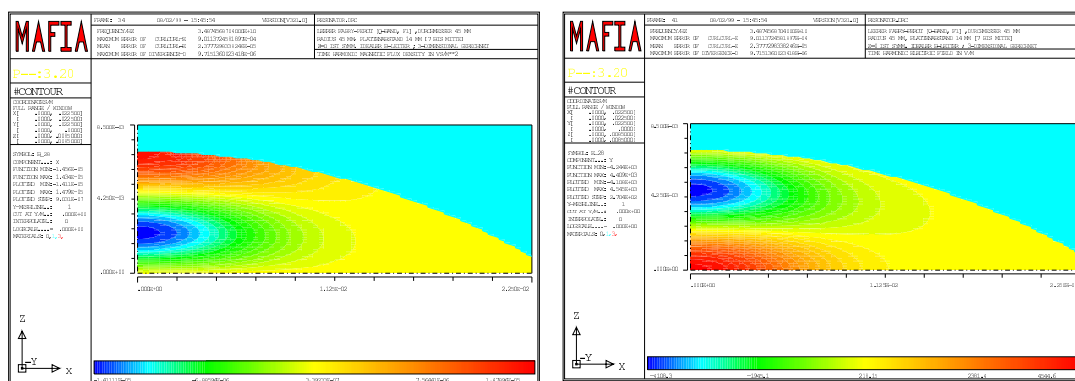


**Abbildung 2.15:** Schnitt durch das elektrische Feld der Mikrowellen-Mode in einer  $1/8$ -Geometrie bei  $34GHz$

Abbildung 2.16 zeigt eine Falschfarben-Darstellung von E- und B-Feld zur besseren Anschauung. Man findet neben der hier gezeigten Mode mit 3 Halbwellen auch die Moden mit zwei und einer Halbwelle. Je nach Messbedingungen erwies sich die eine oder andere als besser ankoppelbar. Abschließend sei noch bemerkt, dass der Doppelresonanz-Spiegel, der eine fast komplett ringförmige Ausfräsung etwa bei der  $1/e$ -Breite des Gauss-Profiles der Mode besitzt, eine bessere Güte aufweist als der ganz versilberte Spiegel. Offenbar werden hier parasitäre Moden durch die Fräsung unterdrückt.

## Testmessungen

Um abschätzen zu können, wie das selbst gebaute Q-band Spektrometer im Verhältnis zu kommerziellen Geräten einzuschätzen ist, wurde eine Reihe von Testmessungen durchgeführt. Mit Hilfe einer geeigneten Testprobe wurde die Empfindlichkeit der



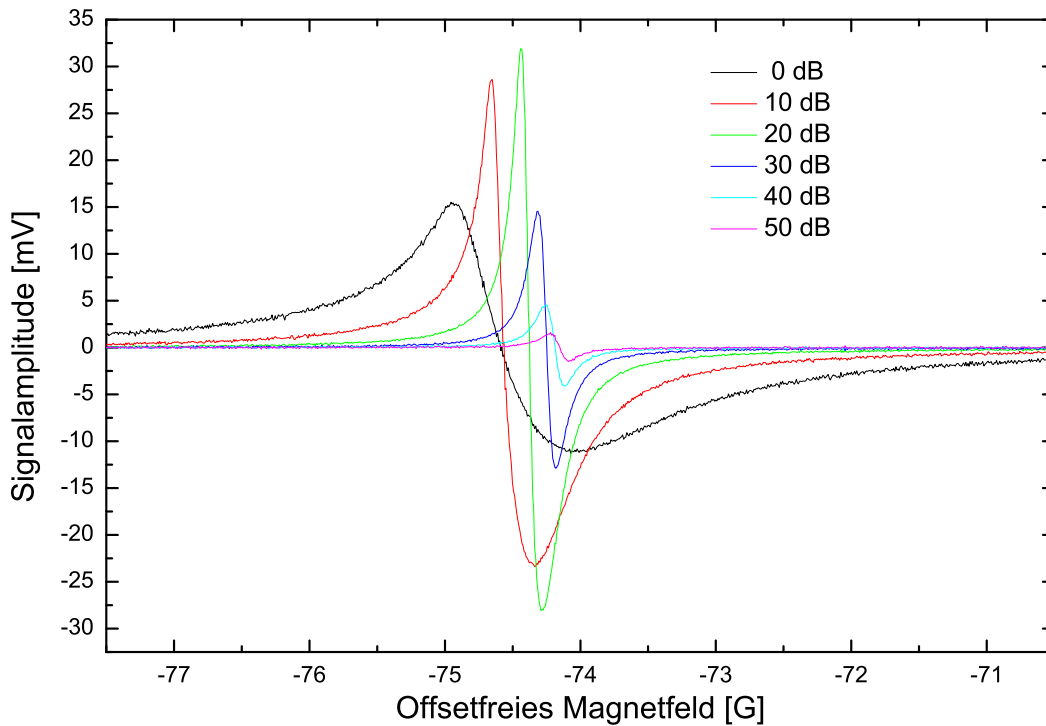
**Abbildung 2.16:** Falschfarben-Darstellung von magnetischem Feld (links) und elektrischem Feld (rechts)

Anordnung und die  $B_1$  und  $B_2$  Feldstärken des Resonators so wie die Modulationsamplitude des selbst gebauten Modulationsspulensatzes gemessen. Als Testprobe diente eine Lithiumfluorid-Matrix in welche kleine Partikel metallischen Lithiums eingelagert sind. Diese Probe wird im weiteren mit Li:LiF bezeichnet. Die Eigenschaften von Li:LiF sind aus zahlreichen Messungen an geeichten Messaufbauten sehr gut bekannt. Insbesondere g-Faktor und Linienbreite sind genau vermessen. Da  ${}^7\text{Li}$  einen Kernspin trägt, welcher über die Hyperfein-Wechselwirkung an den Elektronenspin gekoppelt ist, sind auch Doppelresonanz-Experimente an der Li:LiF Probe möglich. So kann insbesondere eine Messung der Overhauserverschiebung zur Eichung der Modulationsspulen dienen.

Abbildung 2.17 zeigt eine Folge von Standard-ESR Messungen bei verschiedenen Leistungen an Li:LiF. Bereits bei dieser ersten Test-Messung kann man klar erkennen, dass das Mikrowellen-Magnetfeld ausreicht, um die Linie der Li:LiF Probe durch Sättigung zu verbreitern. Da die Messungen in Abbildung 2.17 nicht akkumuliert wurden, sieht man auch das ausgezeichnete Signal-Rausch-Verhältnis der Apparatur. Um genauere Informationen über die erreichbaren Mikrowellen- und Doppelresonanz-Magnetfelder zu erhalten, wurde eine Overhauser-Verschiebungsmessung (siehe Kapitel 1.2.5) an den  ${}^7\text{Li}$  Kernen in der Li:LiF Probe durchgeführt. Abbildung 2.18 zeigt die Messungen. Die Messungen wurden mit dem Overhausershiftgerät (OHG, nach G. Denninger [60]), durchgeführt.

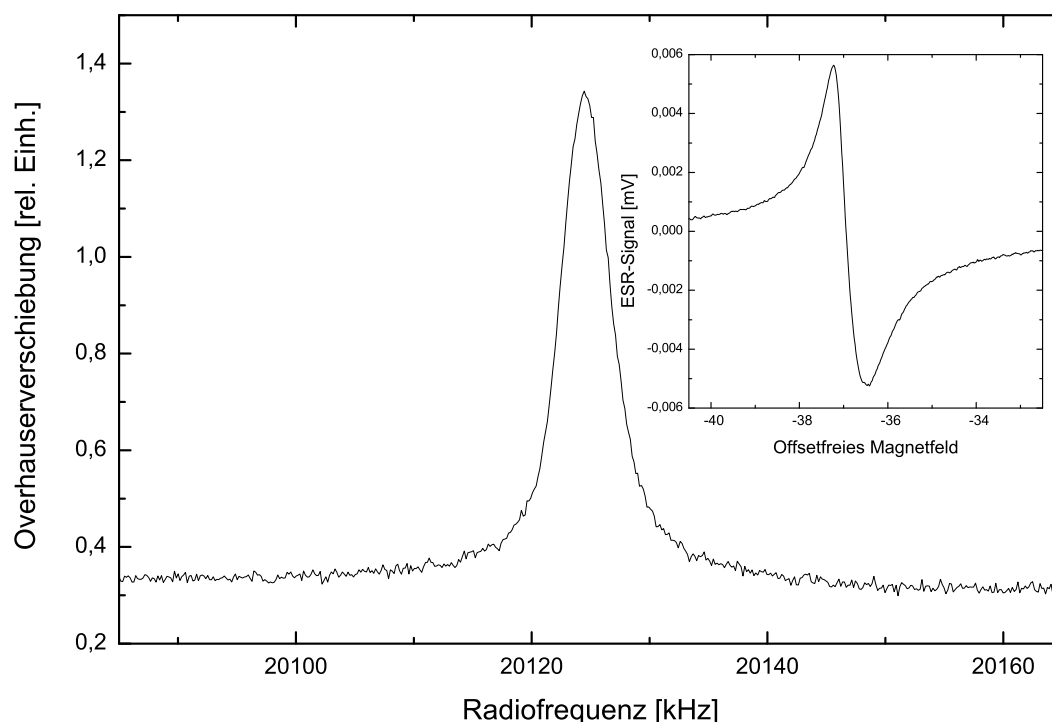
Hierbei wird das Magnetfeld auf die exakte Linienmitte der ESR gefahren. Das OHG regelt dann durch einen Offsetstrom durch die Modulationsspulen das äußere Magnetfeld so nach, dass sich das ESR-Signal nicht mehr ändert, also das Magnetfeld immer exakt der Linienmitte entspricht. Wenn die Probe mit RF ( $B_2$ ) bestrahlt wird und





**Abbildung 2.17:** Testmessungen bei Raumtemperatur und verschiedenen Leistungen an LiF auf dem Doppelresonanz-Spiegel

sich die Linie durch die Overhauserverschiebung verschiebt, gleicht das OHG genau diese Verschiebung aus. Das Messsignal ist dann direkt der Strom durch die Modulationsspulen. Dieser wird durch einen definierten Feldsprung geeicht. Man erhält damit zum einen die Feldstärke des von den Modulationsspulen erzeugten Feldes pro Strom und kann nun direkt die Overhauserverschiebung messen. Dadurch ergeben sich keine Probleme durch die Nichtlinearität der Linienform bei zu großer Abweichung von der Linienmitte. Die Kalibrierung der Modulationsspule mit der Gleichspannung des OHG ergab ein Feld von  $0.16 \frac{\text{G}}{\text{V}}$ . Die Modulationsspulen haben bei Raumtemperatur einen ohmschen Widerstand von  $R = 4.3 \Omega$ . Damit ergibt sich ein Modulationsfeld  $B_{mod} = 3.7 \frac{\text{G}}{\text{A}}$  für Gleichstrom. Die Spulen haben eine Induktivität von  $L = 1 \text{ mH}$ . Bei einer Modulationsfrequenz von 100 kHz ergibt sich ein Widerstand von  $Z = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2} = 1 \text{ k}\Omega$ . Der induktive Widerstand der Spulen würde also bei praktisch anwendbaren Frequenzen zu einer starken Reduktion des erreichbaren Modulationsfeldes führen. Daher wird mit einer Kapazität der Komplexwert Widerstand möglichst auf Null gebracht. Bei tiefen Temperaturen ergibt sich dann aus thermischen Gründen ein maximaler Strom von etwa 1 A. Die maximale Modu-



**Abbildung 2.18:** Overhauser-Verschiebungssignal von  ${}^7\text{Li}$  bei Raumtemperatur.  
Inset : ESR-Signal an dem die Overhauserverschiebung gemessen wurde

lationsamplitude ist also 4 Gauß, und damit im Vergleich zu Standard-Geräten sehr gering, was hauptsächlich an dem großen Volumen der Spulen liegt.

Nachdem das Modulationsfeld in Abhängigkeit vom Strom durch die Spulen nun bekannt ist, können mit Hilfe der Overhauserverschiebung die Felder  $B_1$  und  $B_2$  des Spiegels gemessen werden. Hierzu muss man einige ESR- und NMR-Daten der Probe kennen. In folgender Tabelle sind die verwendeten Daten für Lithium in Li:LiF aufgeführt:

Wie man der Tabelle 2.1 entnehmen kann, muss die transversale Relaxationszeit der Kerne noch bestimmt werden, da sie in die Gleichungen zur Auswertung der Overhauserverschiebung (Gl. 2.12 und 2.14) eingeht. Für die gemessene Linienbreite  $\Delta f = 1/T'_{2n}$  der Doppelresonanz-Linie gilt

$$\frac{1}{T'_{2n}} = \frac{1}{T_{2n}} \sqrt{1 + \gamma^2 B_2^2 T_{1n} T_{2n}} \quad (2.5)$$

$$= \sqrt{\frac{1}{T_{2n}^2} + \alpha P_{RF}} \quad (2.6)$$

Größe	Wert
Relaxationszeit der Elektronen	
$T_{1e} = T_{2e}$	455 ns
g-Faktor der Elektronen	2.002293
gyromag. Verhältnis der Elektronen	$\gamma_e = 28.025 \text{ GHz/T}$
Relaxationszeiten der Kerne	
$T_{1n}$	$37.3\text{s}\cdot\text{K} = 126 \text{ ms @ } 296 \text{ K}, 3.73 \text{ s @ } 10 \text{ K}$
$T_{2n}$	muss bestimmt werden
g-Faktor der Kerne	$g_n = 2.170977(^7\text{Li})$
gyromag. Verhältnis der Kerne	$\gamma_n = 16.549\text{MHz/T}$

**Tabelle 2.1:** ESR- und NMR-Daten von Li:LiF

Trägt man nun gemessene Linienbreite über der RF-Leistung auf und passt mit

$$\Delta f = \sqrt{p_0^2 + p_1^2} \cdot x \quad (2.7)$$

mit den Anpassungsparametern  $p_1$  und speziell  $p_0 = \frac{1}{T_{2n}}$  an, so bestimmt sich die Relaxationszeit zu

$$T_{2n} = \frac{1}{p_0} \quad (2.8)$$

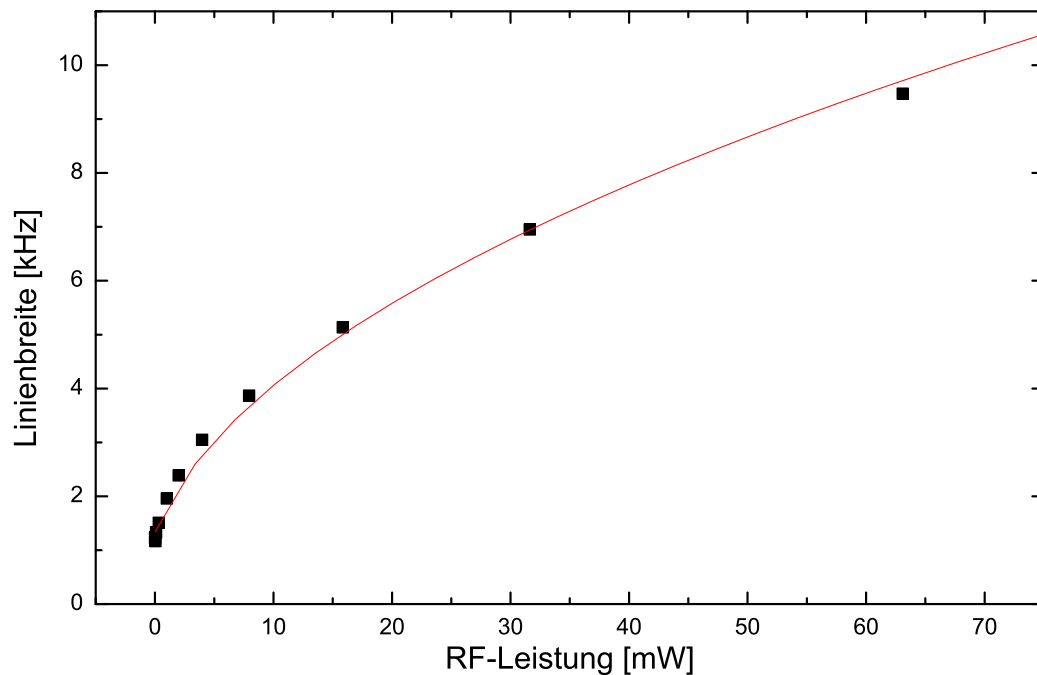
Gleichung 2.7 folgt aus der Definition der Halbwertsbreite einer Lorentzlinie. Aus der gleichen Auftragung kann man auch das Feld der RF-Antenne,  $B_2$ , bestimmen da

$$p_1^2 P_{RF} = \gamma_n^2 B_2^2 T_{1n} T_{2n} \quad (2.9)$$

und somit

$$\frac{B_2}{\sqrt{P_{RF}}} = \frac{1}{\gamma_n} \sqrt{T_{2n} \cdot T_{1n}} \cdot p_1 \quad (2.10)$$

Die im folgenden dargestellten Messungen sind an einem flachen Spiegel mit einfachem Doppelresonanzloop (eine Drahtschleife) durchgeführt. In Abbildung 2.19 ist die Linienbreite der Doppelresonanz gegen die Radiofrequenzleistung aufgetragen und mit Gleichung 2.7 angepasst. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.2 angeführt.



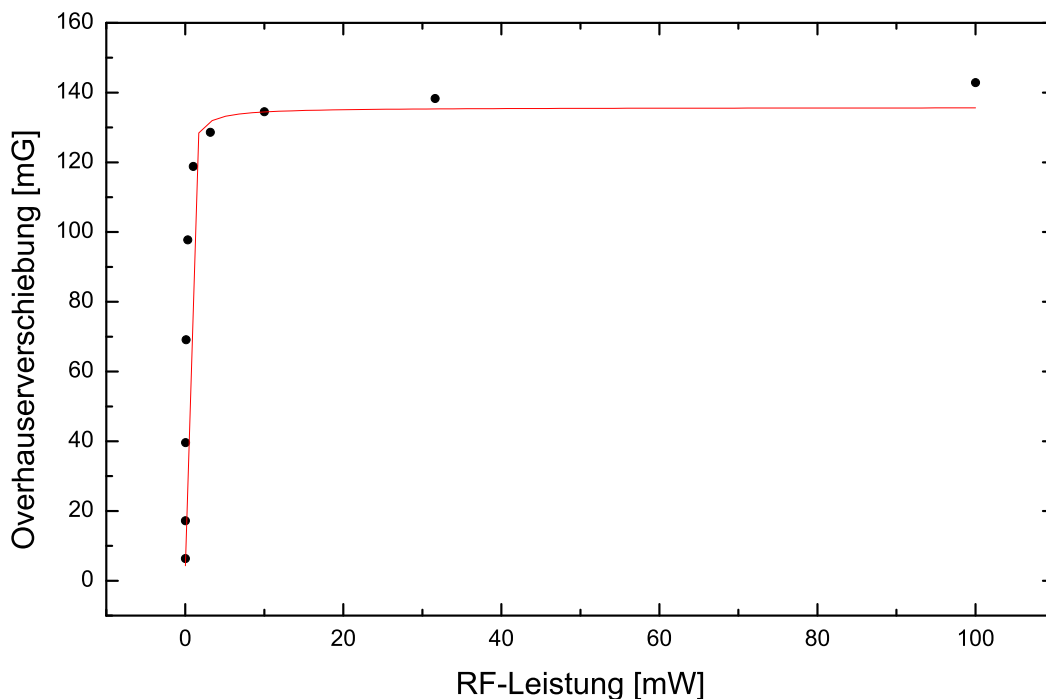
**Abbildung 2.19:** Linienbreite der  ${}^7\text{Li}$  Doppelresonanz gegen RF-Leistung aufgetragen bei Raumtemperatur.

$T_{2n}$	$748.8 \mu\text{s}$
$B_2$ aus Linienbreite	$15.39 \frac{\text{G}}{\sqrt{\text{W}}}$
$B_2$ aus Overhausershift	$11.12 \frac{\text{G}}{\sqrt{\text{W}}}$
$B_1$ aus Overhausershift	$1.177 \frac{\text{G}}{\sqrt{\text{W}}}$

**Tabelle 2.2:** Ergebnisse der  $T_{2n}$ -,  $B_2$ - und  $B_1$ -Bestimmung am flachen Spiegel

In Abbildung 2.20 ist die Overhauserschiebung des Li:LiF-ESR-Signals gegen die eingestrahlte RF-Leistung aufgetragen. Aus einer Anpassung mit Gleichung 2.14 wur-

de auch hier das RF-Feld des Loops bestimmt. Der Wert (in Tabelle 2.2) ist deutlich größer als der durch die Auswertung der Linienbreiten ermittelte Wert. Die Anpassung an die Messdaten ist allerdings im Falle von Abbildung 2.20 deutlich schlechter als in Abbildung 2.19, so dass eher der größere Wert als realistisch angenommen werden kann.

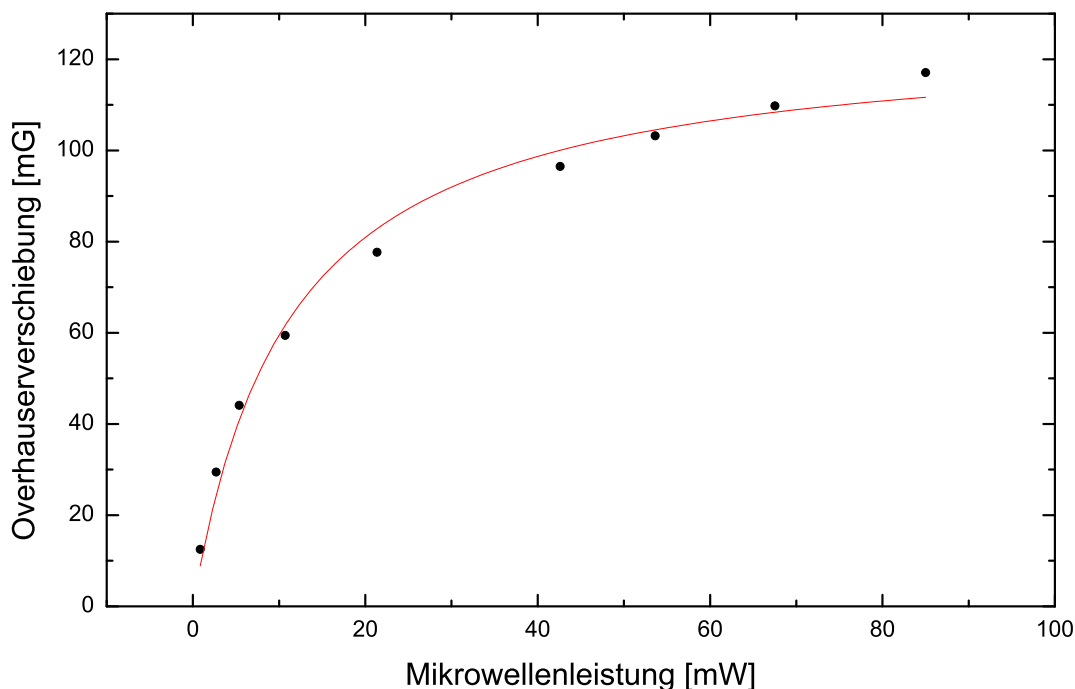


**Abbildung 2.20:** Overhauserverschiebung des Li:LiF-ESR-Signals gegen RF-Leistung aufgetragen;  $T = 296$  K.

Um nun noch die Mikrowellenfeldstärke des Resonators zu bestimmen wird (in Abbildung 2.21) die Overhauserverschiebung gegen die Mikrowellenleistung aufgetragen. Dann kann aus der Anpassung mit Gleichung 2.12 und mit  $B_1 \sim \sqrt{P_{MW}}$  das  $B_1$ -Feld berechnet werden. Das Ergebnis (Tabelle 2.2) zeigt eine relativ kleine Feldamplitude im Vergleich zu kommerziellen Geräten, jedoch muss das große felderfüllte Volumen in Betracht gezogen werden, so dass man mit dem erreichten Feld sehr zufrieden sein kann.

Die selben Messungen wurden auch noch an einem konkaven unteren Spiegel durchgeführt, mit folgenden Ergebnissen :

Die Ergebnisse in Tabelle 2.3 sind in zweierlei Hinsicht bemerkenswert. Zum einen ergibt sich ein geringerer Wert für das Mikrowellenmagnetfeld  $B_1$  als beim flachen Spie-



**Abbildung 2.21:** Overhauserverschiebung des Li:LiF-ESR-Signals gegen MW-Leistung aufgetragen bei Raumtemperatur.

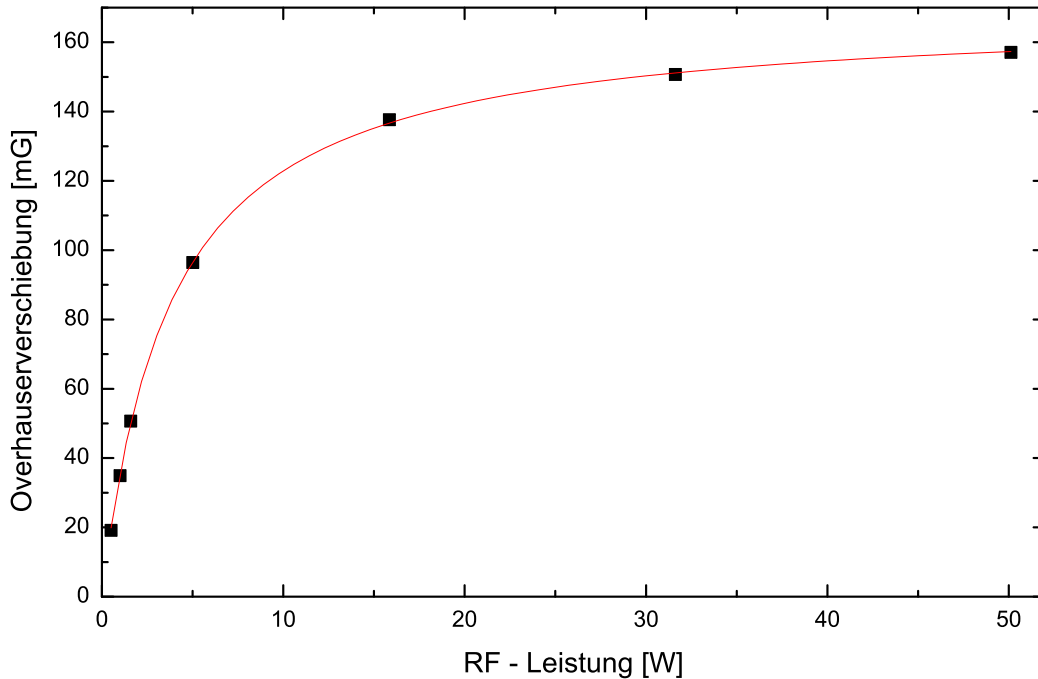
$T_{2n}$	$748.8 \mu s$
$B_2$ aus Linienbreite	$5.843 \frac{G}{\sqrt{W}}$
$B_2$ aus Overhausershift	$14.828 \frac{G}{\sqrt{W}}$
$B_1$ aus Overhausershift	$0.790 \frac{G}{\sqrt{W}}$

**Tabelle 2.3:** Ergebnisse der  $T_{2n}$ -,  $B_2$ - und  $B_1$ -Bestimmung am konkaven Spiegel

gel, trotz der Bündelung der doppelt konkaven Anordnung. Dies liegt daran dass das Feld nur in dem 'mittleren' Feldbauch erhöht wird und die Probe durch die Wölbung des Spiegels schon nicht mehr im maximalen Feld liegt. Zum Anderen ist die Differenz der RF-Feldstärken aus Linienbreite und Overhauserverschiebung deutlich größer als im Falle des flachen Spiegels. Dies deutet ebenfalls darauf hin, dass die Feldverteilung hier für Messfehler sorgt. Unter anderem aus diesen Gründen wurde nicht weiter mit konkaven Probenspiegeln gearbeitet.

Da sich im Laufe der Arbeit herausstellte, dass speziell für die flachen, ausgedehnten

Halbleiterproben, die Loop-Antenne für die RF nicht gut geeignet ist, wurde der bereits in Kapitel 2.2.1 beschriebene Spiegel mit integrierter Antenne entworfen und gebaut. Auch an diesem Spiegel wurde eine Eichmessung mit Li:LiF durchgeführt.



**Abbildung 2.22:** Overhauserverschiebung der Li:LiF-Probe über der RF-Leistung. Messung bei Raumtemperatur, Mikrowellenleistung 30 mW bei 34 GHz, RF-Sweep  $\sim 20$  MHz. Schwarze Quadrate : Messpunkte, Rot: Anpassung mit  $y = p_0 \cdot \frac{p_1 \cdot x}{1 + p_1 \cdot x}$

Abbildung 2.22 zeigt die Auftragung der Overhauserverschiebung des Li:LiF-ESR-Signals, gemessen mit dem OHG. Die Feldstärke des Mikrowellen-Magnetfeldes  $B_1$  ist vergleichbar mit der des ebenen Standard-Spiegels. Die Anpassung liefert, unter Verwendung der bereits bestimmten Kern- $T_2$ -Zeit der Kerne ein RF-Magnetfeld von  $75 \text{ mG}/\sqrt{\text{W}}$ , etwa  $1/200$  des Feldes des konkaven RF-Spiegels.

Der so ermittelte Wert von  $75 \text{ mG}$  bei  $1 \text{ W}$  eingestrahelter Leistung liegt genau zwischen den in Kapitel 2.2.1) errechneten Werten für ein Lage der Probe auf dem Spiegel, respektive  $0.5 \text{ mm}$  über dem Spiegel. Da die Probe eine Ausdehnung von etwa  $0.2 \text{ mm}$  hat, stimmen die gemessenen und die berechneten Werte exzellent überein.

Die Daten des RF-Spiegels sind zusammenfassend in Tabelle 2.4 zusammengefasst. Die so gewonnene Abschätzung der Leistungsfähigkeit lässt die Anordnung für Doppelresonanz-Experimente an großen flachen Proben gut geeignet erscheinen. Zwar

$B_2$ aus Overhausershift	75 $\frac{\text{mG}}{\sqrt{\text{W}}}$
$B_2$ aus Rechnung	70.7 $\frac{\text{mG}}{\sqrt{\text{W}}}$
$B_1$	0.790 $\frac{\text{G}}{\sqrt{\text{W}}}$

**Tabelle 2.4:** Ergebnisse der  $B_2$ - und  $B_1$  -Bestimmung am RF-Spiegel

ist das spezifische Feld gegenüber dem Loop sehr klein, dafür ist die Homogenität des Feldes wesentlich besser.

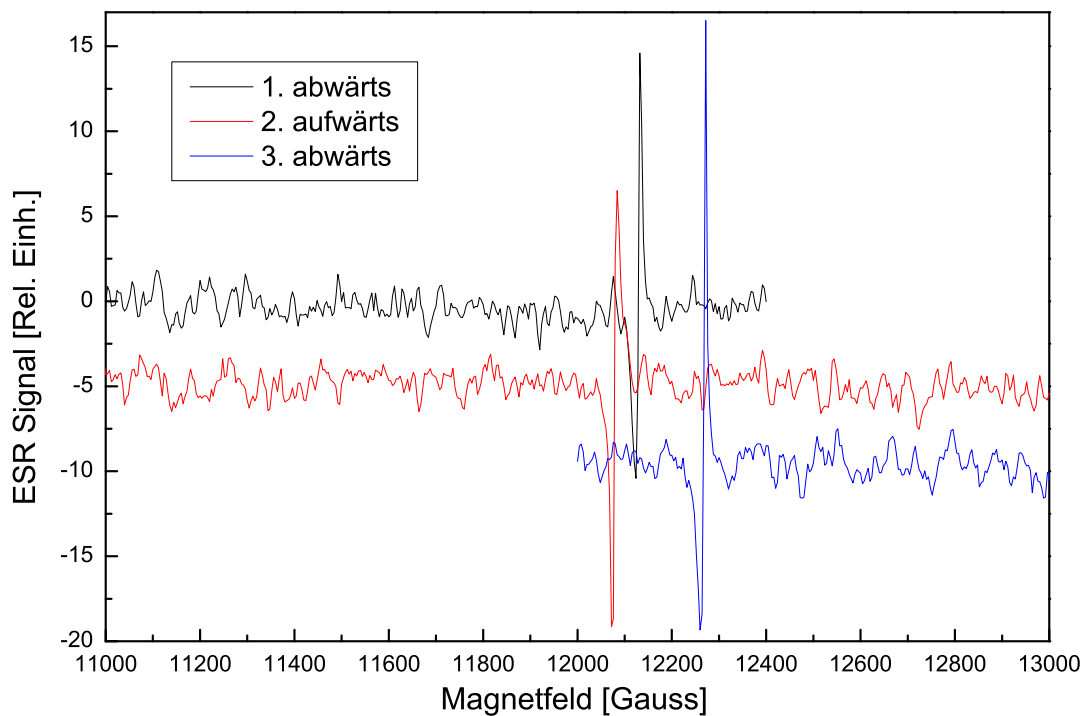
Eine weitere vorteilhafte Eigenschaft dieser Anordnung ist die geringe Störung der Mikrowellenmode. Gerade in der offenen Fabry-Perot-Geometrie wird die Güte der Mode durch leitfähige Materialien über dem Spiegel stark reduziert. Dies ist bei dem RF-Spiegel nicht der Fall, da dieser keine zusätzlichen Störungen verursacht.

### Feldhysterese-Messungen

Weiterhin wurden noch einige Messungen bezüglich der Reproduzierbarkeit des Magnetfeldes  $B_0$  durchgeführt. Hierbei stellte sich heraus, dass das Feld auf etwa 1 Gauss reproduzierbar ist, wenn der supraleitende Magnet bei konstantem Feld betrieben wird (persistent mode) und man das Feld mit Hilfe der Sweepspulen verändert. Wird jedoch das Hauptfeld variiert, so erhält man ein anderes Bild (Abbildung 2.23).

Die Kurven wurden in der Reihenfolge aufgenommen, die in der Legende von Abbildung 2.23 angegeben ist. Bei der ersten Messung war das Startmagnetfeld tatsächlich der Anfang der Messkurve (hohes Feld). Dann wurde nach unten bis 6000 Gauss gefahren. Dann wurde Messung 2 aufgenommen und bis 16000 Gauss nach oben gefahren, dann Messung 3 beim abwärts fahren. Wie man sieht ergibt sich eine Hysterese des Magnetfeldes, welche zum einen von der Ausgangsposition abhängt, zum anderen von der Rate mit der das Feld gefahren wird. Diese letztgenannte Hysterese kommt von dem Spannungsabfall über dem Stückchen normalleitender Spule (Switch), über das der Strom in die Magnetspule eingespeist wird. Ein weiterer Anteil der Hysterese ist auf die Remanenzmagnetisierung von Magnetanordnung und Probenkopf zurückzuführen. Bei Hauptfeldsweeps ist also eine Magnetfeldabweichung von bis zu 200 Gauss zwischen zwei Sweeps möglich. Der genaue Wert hängt von der Vorgeschichte, der Sweep-Richtung und der Sweep-Rate ab.





**Abbildung 2.23:** Li:LiF-ESR-Signal, Sweep des Hauptfeldes

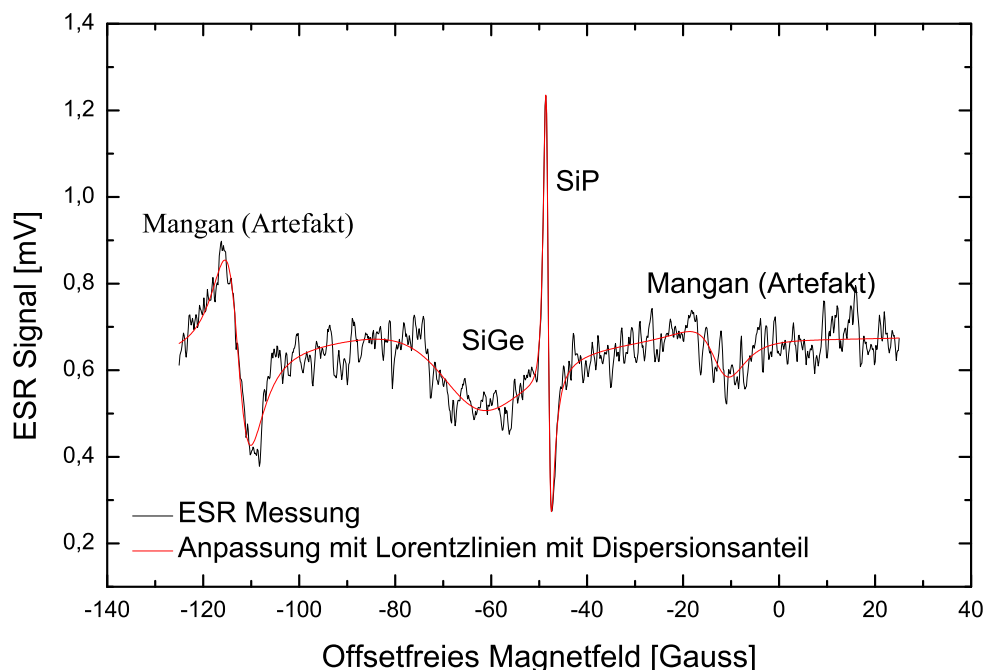
### Vorbereitungsmessungen an Silizium-Germanium

Für die Dissertation von C. Weinzierl [23] wurden einige Messungen am zweidimensionalen Elektronensystem im Silizium-Germanium (SiGe) durchgeführt, speziell mit der Vorgabe, das zweidimensionale System ausschließlich im elektrischen Mikrowellenfeld zu untersuchen.

Dieses System hatte einige interessante Eigenschaften in Standard X-Band ESR-Messungen gezeigt. So hätte das Signal eigentlich gar nicht detektierbar sein sollen, da die Anzahl der Elektronen im Quantentopf zu gering für die Messempfindlichkeit des Spektrometers sein sollte. C. Weinzierl fand im Laufe der Messungen heraus, dass die Lage der Schicht im elektrischen Feld der Mikrowelle von entscheidender Bedeutung ist. Diese einzustellen ist in einem Rechteckresonator nur sehr bedingt möglich. Die Ideen, eine Probe direkt ins elektrische Feld eines Resonators bringen zu können, flossen daraufhin direkt in den Bau dieses Resonators ein.

Da diese Messungen gleichzeitig Vorversuche für meine eigenen Messungen an den III-V-Systemen waren, möchte ich sie hier kurz vorstellen. Gemessen wurde eine SiGe-Probe von etwa 4x5 mm Größe. Direkt auf diese Probe wurde eine sehr klei-

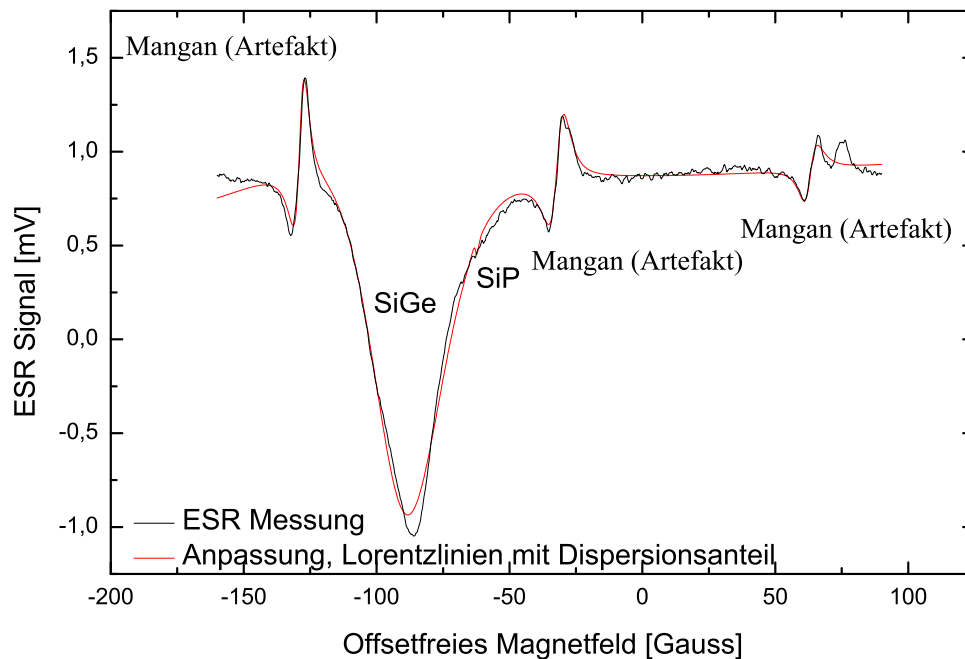
ne Silizium-Phosphor-Probe (SiP) montiert. Da die SiP-Probe nur ein 'klassisches' ESR-Signal im Mikrowellen-Magnetfeld zeigt, eignet sie sich als Referenz, um festzustellen, ob die SiGe-Probe auch gänzlich ohne magnetisches Wechselfeld ein Signal zeigt. SiP wurde hier gegenüber Li:LiF bevorzugt, da Li:LiF bei tiefen Temperaturen kein gutes Signal mehr hat. Abbildung 2.24 zeigt das Signal der Probe direkt auf dem Spiegel, also ohne elektrisches Feld in der QW-Ebene. Die Messungen wurden bei 10 Kelvin durchgeführt. Die Mikrowellenleistung betrug etwa 1 mW. Man sieht ein deutliches Signal der SiP-Probe (abgeleitet), in korrekter Phasenlage. Die mit 'Mangan' gekennzeichneten Signale sind Artefakte, die einer Verunreinigung von Spiegel und Kopplungsmechanismus zuzuschreiben sind. Bei dem Feld, an dem das Resonanzsignal der SiGe-Schicht erwartet wird, ist kein Signal zu sehen.



**Abbildung 2.24:** Messung an SiGe, 5 K, 25 dB MW-Dämpfung, Probe im reinen Magnetfeld (auf Spiegel), mit SiP Referenzprobe

Abbildung 2.25 zeigt die Messung bei der die Probe im reinen elektrischen Feld positioniert ist. Deutlich ist zu erkennen dass die Mangan-Linien weiterhin vorhanden sind. Allerdings ist das Silizium-Phosphor-Signal fast vollständig verschwunden. Es ist also gelungen die Probe vollständig im elektrischen Feld zu positionieren. Das Signal des Silizium-Germanium-Quantentopfes ist nun deutlich zu sehen. Es ist von

annähernd vollständig dispersiver Linienform, liegt also bezüglich der Mikrowelle außer Phase. Dies ist ein eindeutiges Anzeichen dafür, dass es durch das elektrische Feld der Mikrowelle, welches eben um  $90^\circ$  gegen das Magnetfeld in der Phase verschoben ist, erzeugt wird.



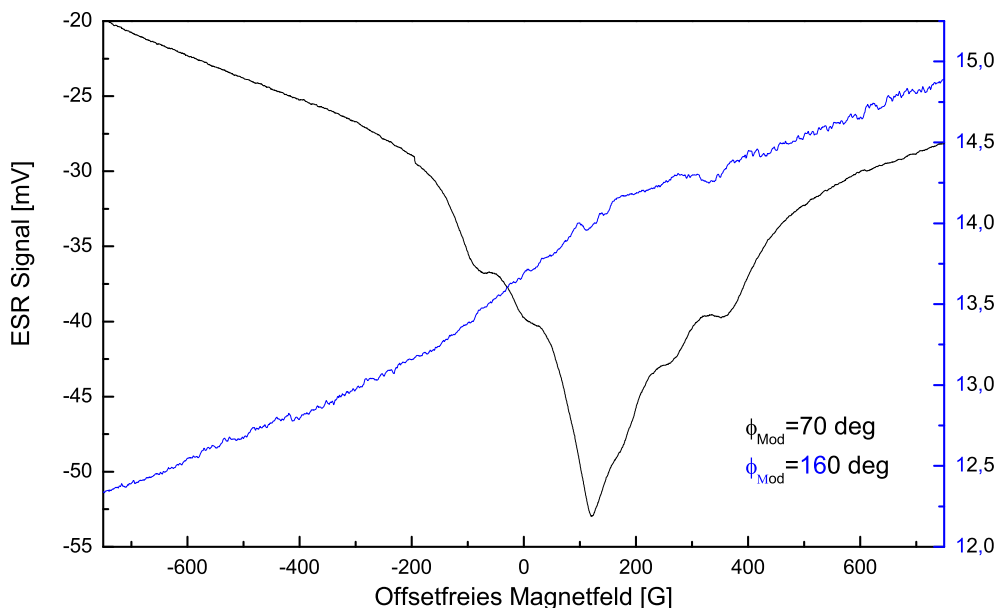
**Abbildung 2.25:** Messung an SiGe, 5 K, 25 dB MW-Dämpfung, Probe im gemischten E-B-Feld (2.2 mm über Spiegel), mit SiP Referenzprobe

Die Messungen an diesem System haben zweifelsfrei gezeigt, dass der Eigenbau-Resonator seinen geplanten Zweck gut erfüllt. Im speziellen die Messung an zweidimensionalen Schichten ist sowohl unter dem Gesichtspunkt der Messempfindlichkeit, als auch im Bezug auf die Positionierung großer, flacher Halbleiterproben sehr gut möglich. Die Möglichkeit, Proben selektiv dem elektrischen oder magnetischen Feld der Mikrowelle auszusetzen ist gegeben und zeigt interessante erste Ergebnisse.

### Degradation der Spiegel und der Koppelinrichtung

Schon zu Beginn der Messungen am Galliumarsenid stellte sich heraus, dass im Allgemeinen ein Hintergrundsignal um  $g=2$  herum zu sehen ist. Dieser Hintergrund ist bei 10 Kelvin und maximaler Mikrowellenleistung in Abbildung 2.26 dargestellt. Wie

man sieht, ist die Struktur etwa 600 Gauss breit und man kann 6 Schultern erkennen. Dieses Bild lässt darauf schließen, dass die Ursache für diesen Hintergrund Mangan in Form von  $\text{Mn}^{2+}$  ist. Das ESR Signal dieser Spezies ist bekanntermaßen sehr stark und besteht aus 6 Hyperfein-aufgespaltenen ESR- Linien mit nicht-aufgelöster Feinstruktur. Der Linienabstand im Q-Band beträgt etwa 90 Gauss.



**Abbildung 2.26:** Hintergrundsignal des Resonators, 10 K , 0 dB Mikrowellenleistung

Bei dem in Abbildung 2.26 dargestellten Signal handelt es sich sehr wahrscheinlich um Mangan, dass im Laufe des Aufgalvanisierens der Spiegel aus dem manganhaltigen Galvanikbad in der Silberschicht deponiert wurde. Das Signal war bei allen Spiegeln außer den Messingspiegeln vorhanden, wenn auch in unterschiedlichem Maße. Spiegel aus fertigen Silberscheiben von  $70 \mu\text{m}$  Dicke zeigten ein kleineres, jedoch klar vorhandenes Hintergrundsignal. Dies deutet daraufhin, dass mit der Zeit auch die Hohlleiter oder die Koppeleinrichtung (die einzigen Bauteile die nicht getauscht werden konnten) mit Mn verschmutzt wurden. Das Signal war zunächst bei den Messungen am GaAs nicht störend, da dessen g-Faktor mit  $g=-0.4$  dafür sorgt, dass die Resonanz nicht in den selben Feldbereich wie der Hintergrund fällt. Als dann die AlAs-Messungen begonnen wurden, war das Spektrometer baulich schon fertig entwickelt und es bestand keine kurzfristige Umbaumöglichkeit. Das Hintergrund-Signal zeigt außerdem

eine andere Leistungsabhängigkeit als die eingebrachten Proben. Der Hintergrund ist nur bei sehr großen Leistungen zu sehen. Man konnte also bei  $g=2$  lediglich mit mäßigen Leistungen oder bei Temperaturen von über 15 K messen ohne aufwändige Differenz-Messungen mit und ohne Probe durchzuführen. Das Problem wird dadurch weiter kompliziert, dass der Hintergrund aufgrund der verschiedenen Feldverteilung mit und ohne Probe unterschiedlich aussieht. Wie im Einzelfall vorgegangen wurde steht bei den jeweiligen Messungen vermerkt.

## 2.3 Spezielle ESR-Techniken

Dieses Kapitel soll die ansonsten eher ungebräuchlichen Techniken der Overhauser-Verschiebungsspektroskopie, welche von G. Denninger [55] [60] [56] [57] in neuerer Zeit bekannt gemacht wurde und der Signaldetektion im elektrischen Feld der Mikrowelle kurz vorstellen.

### 2.3.1 Overhauser-Verschiebungsspektroskopie

In dieser Arbeit wurde die Overhauser-Verschiebung zum einen zum Eichen der Modulationsspulen und der  $B_1$ - und  $B_2$ -Felder des Q-Band-Resonators, zum anderen zum Ausschalten der sehr großen DNP des Galliumarsenid-Systems verwendet. Da die Technik der Overhauser-Verschiebungsspektroskopie nicht sehr verbreitet ist, soll kurz ein Abriss der Mess- und Auswertetechnik gegeben werden. Detektiert wird die Linienlage der ESR, in Abhängigkeit von der Frequenz eines eingestrahlten RF-Feldes. Um dies präzise zu vermögen, stellt man das Magnetfeld so ein, dass die ESR in ihrer Linienmitte gemessen wird. Nun wird gleichzeitig die Frequenz eines RF-Feldes durchgeföhren. Trifft man hierbei die Larmorfrequenz der Kerne, so verschwindet deren Polarisation  $\langle \hat{I}_z \rangle$  (bei vollständiger Sättigung) und  $B_n$  (Siehe 1.2.5). Die Overhauser-Linie ergibt sich als Änderung der ESR-Linienlage in Abhängigkeit der RF-Frequenz. Die Breite der Linie wird durch die  $T_2$ -Zeit bestimmt, da bei allen hier verwendeten Proben  $T_1 \gg T_2$  als gültig angesehen werden kann. Man kann dann aus der Halbwertsbreite  $\Delta\nu$  der Linie (**Half Width Half Maximum**) die  $T_2$ -Zeit berechnen.

$$T_2 = \frac{1}{2\pi\Delta\nu} \quad (2.11)$$

Betrachtet man die Gleichungen 1.78 und 1.76 dann erkennt man, dass sowohl paramagnetische Verschiebung als auch Overhauser-Verschiebung von der Elektronenspinpolarisation  $\langle S_z \rangle$  abhängen. Man nimmt daher Overhauser-Spektren bei verschiedenen Mikrowellenleistungen auf, und wertet diese hinsichtlich Lage und Amplitude aus.

### Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung

Trägt man die Amplituden der Spektren (in mT) über der Mikrowellenleistung auf, ergeben sich Daten, welche mit Gleichung 1.79 angepasst werden können. Aus dieser Anpassung erhält man den Verstärkungsfaktor  $V$  und das Zusatzfeld  $B_n$ , um welches die Linie im thermischen Gleichgewicht ( $s = 0$ ) verschoben ist. Daraus kann die Hyperfeinkonstante sowie die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen am Kernort bestimmt werden. Dies wird jedoch für die vorliegende Arbeit nicht benötigt.

Umgekehrt kann bei bekannten Parametern für Relaxationszeiten aus dem Mikrowellensättigungsverhalten der Overhauser-Verschiebung das  $B_1$ -Feld des Resonators ermittelt werden. Für die Overhauserverschiebung gilt analog zu Gleichung 1.79

$$\Delta B_{\text{Ov}} = \Delta B_0 \left( 1 + V \frac{\beta P_{\text{MW}}}{1 + \beta P_{\text{MW}}} \right) \quad (2.12)$$

mit

$$\frac{\beta P_{\text{MW}}}{1 + \beta P_{\text{MW}}} = \frac{\gamma_e^2 B_1^2 T_{1e} T_{2e}}{1 + \gamma_e^2 B_1^2 T_{1e} T_{2e}} = s \quad (2.13)$$

Für große Verstärkungsfaktoren  $V$  kann in Gleichung 2.12 die 1 in der Klammer vernachlässigt werden. Dann kann nach  $P_{\text{MW}}$  aufgelöst werden und aus einer Auftragung von Overhauser-Verschiebung gegen Mikrowellenleistung  $B_1$  bestimmt werden.

### Abhängigkeit von der RF-Leistung

Die gemessene Overhauser-Verschiebung entspricht nur dann genau dem Kernfeld wenn die Kernpolarisation auch ganz verschwindet. Die Sättigung des Kernspinsystems muss also ermittelt werden. Daher werden Messungen bei verschiedenen RF-Leistungen durchgeführt und die Amplituden der Overhauser-Spektren gegen die RF-Leistung aufgetragen. Die Daten lassen sich mit

$$\Delta B_{\text{Ov}} = \Delta B_{\text{Max}} \frac{\gamma_n^2 B_2^2 T_{1n} T_{2n}}{1 + \gamma_n^2 B_2^2 T_{1n} T_{2n}} = \Delta B_{\text{Max}} \frac{\alpha P_{\text{RF}}}{1 + \alpha P_{\text{RF}}} = s_{\text{RF}} \quad (2.14)$$

anpassen. Bei bekannten Relaxationszeiten kann aus dem RF-Sättigungsparameter  $s_{\text{RF}}$  das  $B_2$ -Feld des Doppelresonanzloops gewonnen werden.

Einzelheiten des Verfahrens sowie der Auswertung finden sich in der Lehramtsarbeit von K. Lamprecht [61]. Daher wird hier auf weitere Ausführungen verzichtet.

# Kapitel 3

## Das System Aluminiumarsenid

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen an einem zweidimensionalen Elektronengas in einem Aluminiumarsenid (AlAs) Quantentopf dargestellt. Soweit mir bekannt ist, wurde bis zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit von keiner anderen Gruppe direkt detektierte ESR an einem 2-DEG in AlAs gemessen.

Die Hauptschwierigkeiten der ESR an einem solchen System sind zum Einen die geringe Elektronenanzahl in der Probe, zum Anderen die hohe Leitfähigkeit der Probe und die damit verbundenen Güteverluste im Resonator.

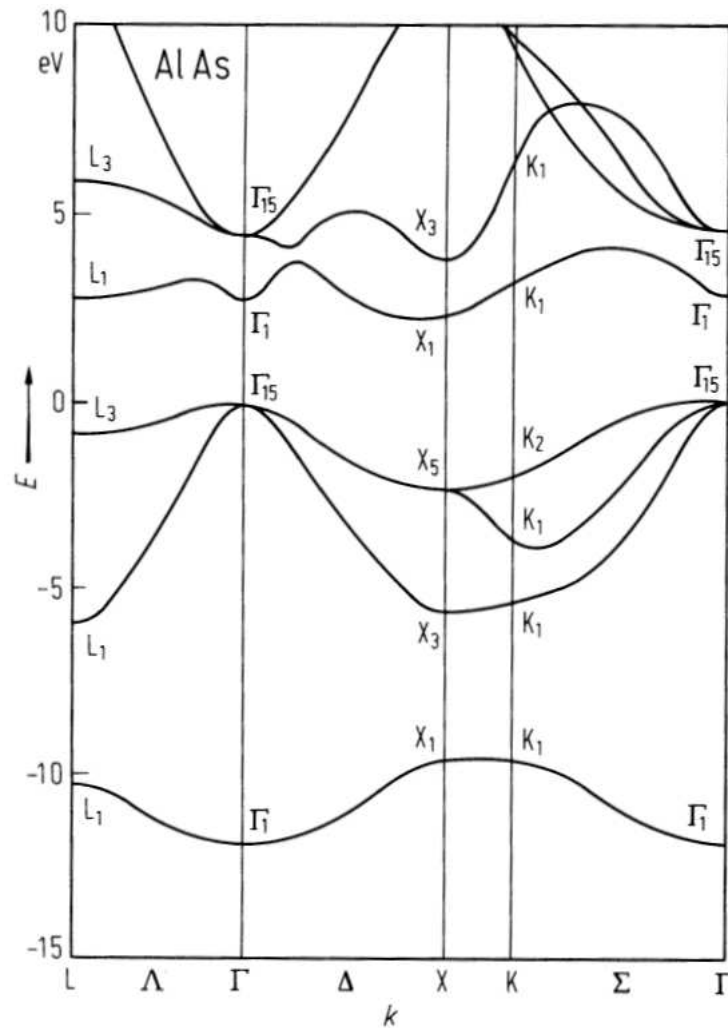
Da die Probe nur etwa  $7 \cdot 10^{10}$  Elektronen enthält, ist zu erwarten, dass das ESR-Signal nur sehr schwer detektierbar ist. Man geht in einem Standard-Resonator bei einer Linienbreite von etwa 1 Gauss von einer Empfindlichkeit von etwa  $10^{10}$  Spins aus. Da in III-V-Halbleitern deutlich größere Linienbreiten zu erwarten sind, sollte das Signal nicht ohne großen experimentellen Aufwand detektierbar sein.

Wie sich jedoch in den Messungen an SiGe-Systemen herausgestellt hat, kann die ESR mit wesentlich besserem Signal-Rausch-Verhältnis als erwartet detektiert werden [23]. Dies kann durch einen neuen Detektionsmechanismus erklärt werden, welcher die Detektion der ESR direkt über die Spin-Bahn-Kopplung und das elektrische Feld des Resonators beschreibt. Dieser Mechanismus beruht auf dem Rashba-Effekt [13]. Er wird, soweit mir bekannt, in dieser Arbeit zum ersten Mal zur Erklärung direkter ESR-Experimente in einem elektrischen Wechselfeld vorgeschlagen.

### 3.1 Elektronische Eigenschaften von Aluminiumarsenid

AlAs ist ein III-V-Halbleiter mit indirekter Bandlücke. Das Leitungsbandminimum liegt in X-Richtung im k-Raum. Die Bandlücke beträgt etwa 2.06 eV bei 4 Kelvin [29]. Die komplette Bandstruktur ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Für die Elektronen im zweidimensionalen AlAs existieren 6 nicht-äquivalente Täler in



**Abbildung 3.1:** Bandstruktur von AlAs aus orthogonaler LCAO-Methode [62]

den 6 X-Richtungen im  $k$ -Raum, entsprechend Impulsen in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung im Ortsraum. Die  $z$ -Täler, die in Wachstumsrichtung liegen (out-of-plane), haben eine hohe effektive Masse von  $m_l^* = 1.1 \cdot m_0$ . Man könnte also erwarten, dass sie energetisch niedriger liegen als die Täler in der Ebene des QWs (in-plane), die eine Masse von  $m_t = 0.19m_0$  aufweisen. Allerdings sind die Gitterkonstanten von AlAs und dem Barrierenmaterial AlGaAs nicht exakt gleich. Daraus resultiert eine kleine biaxiale Verspannung des AlAs-Gitters (ca. 0.12%), welche zur Absenkung der in-plane Täler führt [63]. Diese Täler in der Ebene des QW sind nahezu entartet und werden daher alle besetzt. Es sind also insgesamt 4 Täler besetzt, je zwei in  $k_x$ - und  $k_y$ -Richtung. Für einen solchen Grundzustand aus  $X_x$ - und  $X_y$ -Tälern ergibt sich die effektive Masse als effektive Zyklotronmasse zu  $m^* = \sqrt{m_t \cdot m_l} = 0.46 \cdot m_0$  (theoretisch). Maezawa [63]



messen einen Wert von  $0.55 m_0$ . Van Kesteren [26] hat optisch detektierte ESR an Exzitonen in einem vergleichbaren QW-System gemessen und gibt einen g-Faktor von  $g_{\text{AlAs}}=1.89$  an.

## 3.2 Eigenschaften der Probe

Die von mir verwendete AlAs Probe wurde am Max-Planck Institut für Festkörperforschung in Stuttgart von M. Lynass und J. G. S. Lok, Arbeitsgruppe Prof. W. Dietsche hergestellt und mir von ihm freundlicherweise überlassen.

Die Probe ist auf einem (100) GaAs Substrat gewachsen. Der 15 nm breite Quantentopf ist von  $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$  Barrieren begrenzt. Eine Silizium Volumendotierung beiderseits des Quantentopfes sorgt für eine Ladungsträgerdichte von circa  $4.5 \cdot 10^{15} \text{m}^{-2}$  nach Beleuchten. Dem entspricht eine Fermienergie von  $E_F = 1.2 \text{meV}$  [20]. Ohne Beleuchtung beträgt die Ladungsträgerdichte etwa  $2.5 \cdot 10^{15} \text{m}^{-2}$ , die Fermienergie ist dann etwa 2.4 meV [64]. Der Probenaufbau sowie ein qualitativer Verlauf der Leitungsbandkante sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

Die Elektronen sind im AlAs in den X-Tälern des Leitungsbands angesiedelt. Im Quantentopf sind von den 6 normalerweise äquivalenten Tälern die 4 in der QW-Ebene liegenden Täler energetisch abgesenkt. Daher sind nur diese Täler besetzt. Bei 250 mK wird eine Beweglichkeit von  $310000 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$  erreicht, ein sehr hoher Wert auch im Vergleich mit den besten bisher berichteten Beweglichkeiten [65]. Die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit ist Abbildung 3.3 zu entnehmen.

Auch bei den hier experimentell zugänglichen Temperaturen von 4.5 K bleibt eine Beweglichkeit von etwa  $80000 \text{cm}^2 (\text{Vs})^{-1}$ .

Die Probe zeigt nur unterhalb von etwa 1.5 K einen ausgeprägten Quantenhalleffekt. Abbildung 3.4 zeigt Messungen des Längs- und Querwiderstands der Probe bei variablem Magnetfeld und verschiedenen Temperaturen. Bereits bei einer Temperatur von 5 Kelvin variiert die Leitfähigkeit der Probe über dem relevanten Feldbereich von 0 bis 1.3 Tesla nur noch um einen Faktor von ca. 2. Daher ist eine starke Beeinträchtigung der ESR Messungen durch die feldabhängige Leitfähigkeit der Probe nicht zu erwarten.

## 3.3 ESR Messungen

Zunächst wurde die Probe in dem eigens für 2-dimensionale Schichtproben aufgebauten Q-Band Spektrometer mit Fabry-Perot-Resonator untersucht.

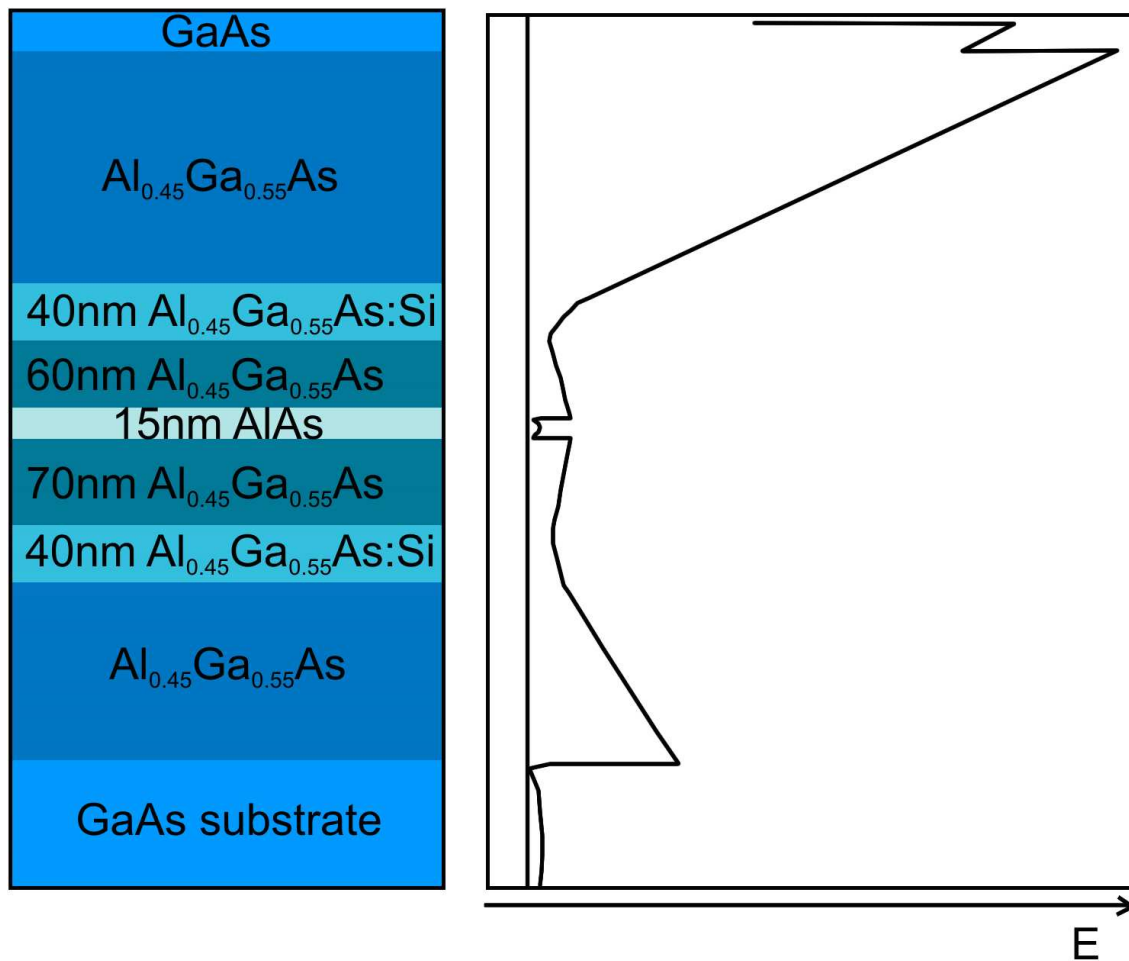
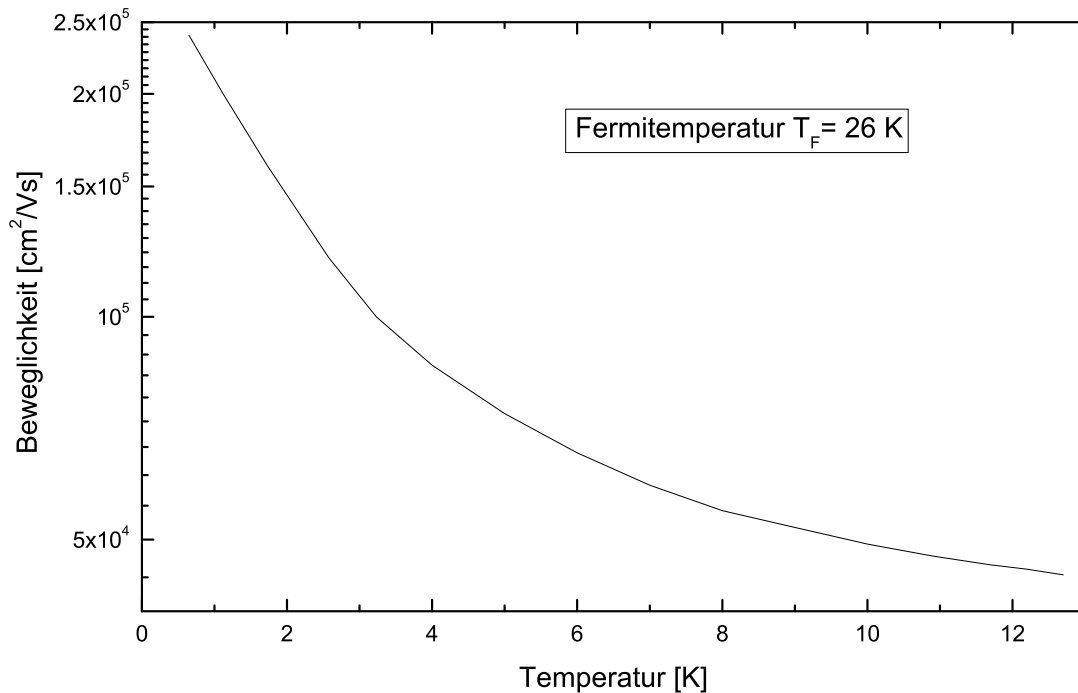


Abbildung 3.2: Aufbau und qualitativer Verlauf der Leitungsbandkante der AlAs Probe.

### 3.3.1 Q-Band

Die Messungen, welche hier und im Kapitel 3.3.2 beschrieben werden, wurden in einem Zeitraum von einem knappen Jahr am Ende dieser Arbeit durchgeführt. Sie wurden keineswegs so strukturiert und aufeinander aufbauend vorgenommen wie sie nun dargestellt werden. Daher wurden oft Messungen nicht bei exakt vergleichbaren Bedingungen durchgeführt, was die Interpretation an manchen Stellen erschwerte. Auch war es apparativ bedingt nicht immer möglich, genau die Bedingungen einzustellen die für eine bestimmte Messung ideal gewesen wären.

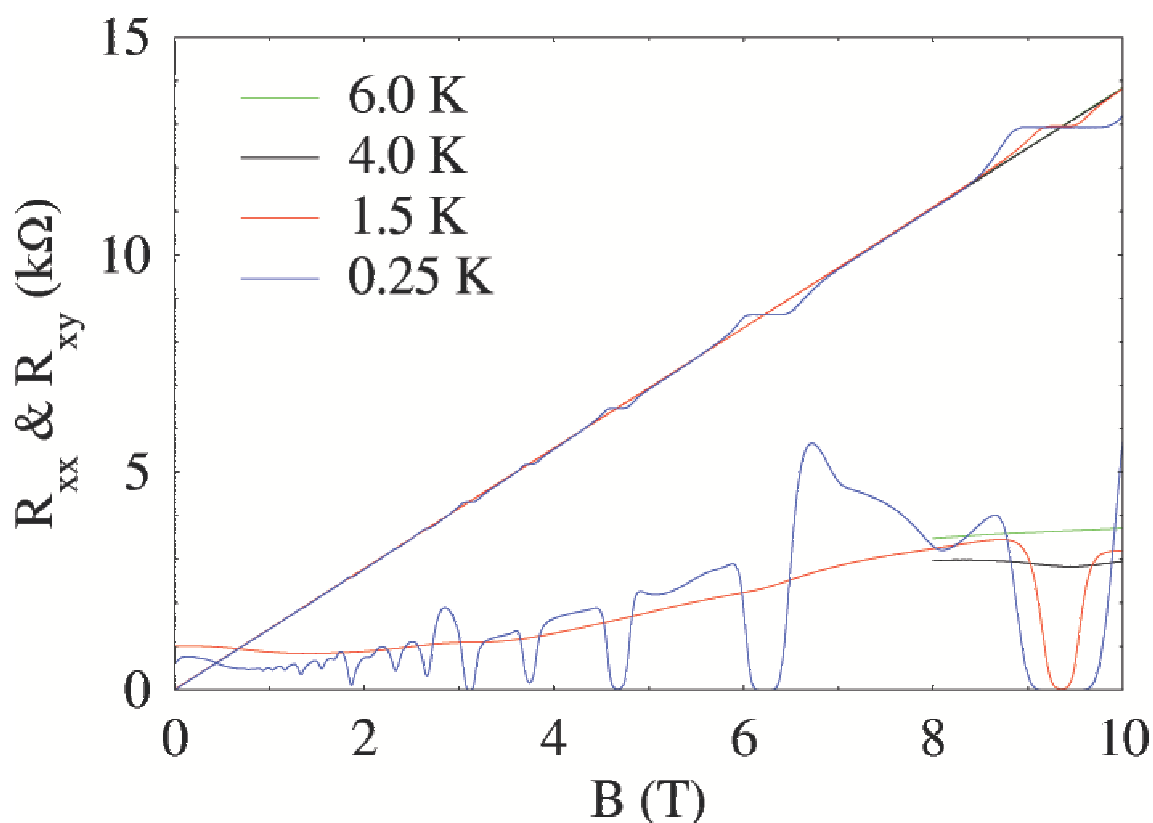


**Abbildung 3.3:** Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit des 2DEG in der AlAs Probe.

### Signalform und g-Faktor

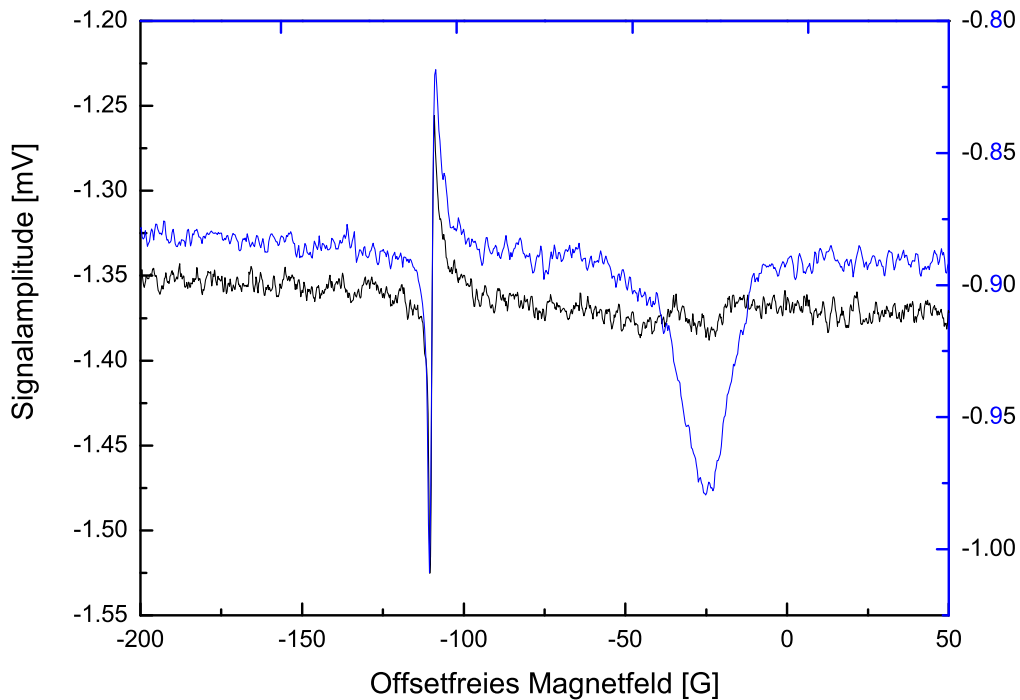
Abbildung 3.5 zeigt das Signal bei 30 K. Entgegen der Erwartungen ist das Signal auch in einem einzelnen Scan gut zu sehen. Obwohl die Temperatur mit 30 K schon über der Fermi-Temperatur des Systems liegt, kann ein Signal-Rausch-Verhältnis von etwa 2 : 1 erreicht werden, ohne mehrere Messungen zu akkumulieren. Das Signal in Abbildung 3.5 wurde allerdings 30 mal gemittelt. Die Probe war zusammen mit einer Li:LiF Eichprobe in den Resonator eingebaut. Auf diese Weise kann der g-Faktor am genauesten bestimmt werden. Zur Kontrolle wurde die Referenzprobe ohne die zu untersuchende Probe eingebaut. So kann ausgeschlossen werden, dass das vermeintliche Signal ein Artefakt der Referenz ist.

Anhand der schmalen Li:LiF Linie sieht man deutlich, dass das Signal nicht übermoduliert ist und die Mikrowellenphase gut eingestellt ist. Das Li:LiF Signal hat die Form einer abgeleiteten Lorentzfunktion. Das Signal der QW-Elektronen in Abbildung 3.5 lässt sich am besten mit zwei abgeleiteten Lorentzlinien mit hohem Dispersionsanteil anpassen. Eine einzelne Lorentzlinie zeigt deutliche Abweichungen an der Linienba-



**Abbildung 3.4:** Längs- und Querwiderstand eines strukturierten Hallbars des selben AlAs QW's bei verschiedenen Temperaturen. Bild : S. J. G. Lok [64]

sis, nichtabgeleitete Gauss- oder Lorentzlinien passen in der Linienflanke oder an der Spitze nicht gut. Die Güte der Anpassung wird aus einer Vergrößerung des Signal mit eingezeichneten Anpassungen deutlich (Abbildung 3.6). Das schmalere der beiden Signale hat eine Breite von  $20 \pm 3G$ . Das breite Signal schwankt zwischen etwa 60 und 100 Gauss Breite. Aufgrund der mäßigen Signalqualität und der prinzipiellen Probleme beim Anpassen einer Kurvenform mit mehreren Einzellinien kann für die breite Linie kein zuverlässiger g-Faktor angegeben werden. Er liegt im gleichen Bereich wie der g-Faktor der schmalen Linie, allerdings mit erheblichen Unsicherheiten. Weiterhin ist es so, dass die breite Linie nur gemessen wurde, wenn die Probe erhöht über dem Spiegel lag, also im elektrischen Mikrowellenfeld. Wurde die Probe direkt auf den Spiegel gelegt, so konnte mit einer einzelnen Linie angepasst werden. Dies ist möglicherweise darauf zurückzuführen, dass die Signaldetektion, wie bereits angedeutet, durch das elektrische Feld des Resonators erfolgt. Durch das starke Rashba-Feld (siehe Kapitel 3.4) wird ein schwaches Signal detektiert, welches ohne das Rashba-Feld nicht messbar wäre. Somit wird für eine Probenposition auf dem Spiegel ein deutlich



**Abbildung 3.5:** Signal des AlAs Quantumwells bei 33.9 GHz, Probe im E- und B-Feld der Mikrowelle, schwarz : Nur Li:LiF , blau : Li:LiF + QW Probe,  $T = 30$  K, Feldoffset = 12140 Gauss

schwächeres Signal, mit schlechterem Signal-Rausch-Verhältnis gemessen. In diesem Fall könnte die breitere, schwächere Linie nur gemessen werden wenn die Probe einem starken elektrischen Feld ausgesetzt ist. Da die größte ESR-Intensität in der Nähe von  $g=2$  von den Elektronen des QW stammen muss, kann die schmale Linie eindeutig dem QW zugeordnet werden.

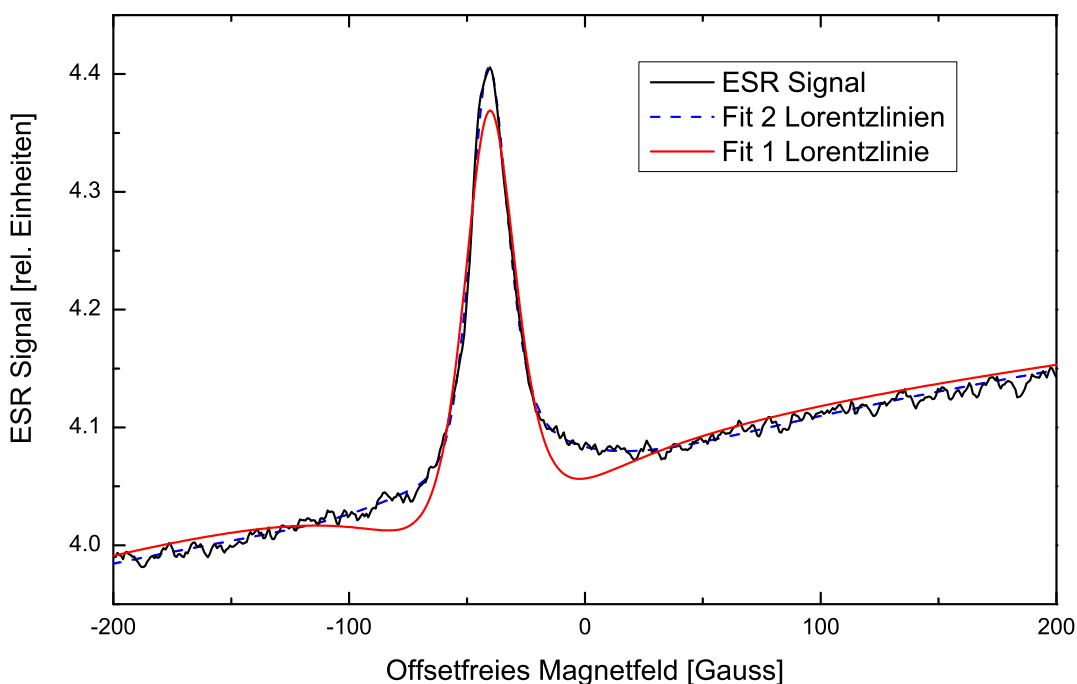
Die breite Linie kann nicht aus dem Substrat stammen, da Elektronen, sowohl in AlGaAs, als auch in GaAs, drastisch von 2 abweichende  $g$ -Faktoren haben. Somit bleibt nur der QW als mögliche Herkunft auch der breiten Linie. Möglicherweise handelt es sich um das Signal lokalisierter Elektronen im QW, die aufgrund einer stark eingeschränkten Beweglichkeit weniger effektives Magnetfeld durch den Rashba-Effekt erfahren, und durch Wechselwirkung mit ihrer Umgebung eine stärker inhomogen verbreiterte Linie ergeben.

Eine Überlagerung von mehreren Linienformen mit der selben Herkunft, wie sie von Wilamowski vorgeschlagen wird [18] ist ebenfalls denkbar. Allerdings misst Wila-

mowski an SiGe-Quantumwells ESR-Linien mit Breiten von einigen Milligauss und exzellenter Signalqualität. Seine Analyse der Linienanteile liefert einen dispersiven, einen absorptiven und einen so genannten Polarisationsanteil. Dieser Polarisationsanteil hat eine wesentlich steilere Leistungsabhängigkeit als die beiden anderen und könnte daher nur bei großen elektrischen Feldstärken zu sehen sein. Darauf wird in der Diskussion der Leistungsabhängigkeit noch eingegangen. Ob allerdings eine so große Differenz der Linienbreiten erklärbar ist, erscheint fragwürdig.

Es kann daher nicht abschließend geklärt werden ob eine zweite Linie existiert oder lediglich eine Linie mit sehr ungewöhnlicher Form vorliegt.

Das Li:LiF-Signal hat einen g-Faktor von 2.002293, der genau bekannt ist. Mit dieser Referenz kann der g-Faktor des Quantumwellsignals zu  $g = 1.989$  bestimmt werden. Der g-Faktor ist über die experimentell erreichbaren Temperaturen konstant im Rahmen der Messgenauigkeit

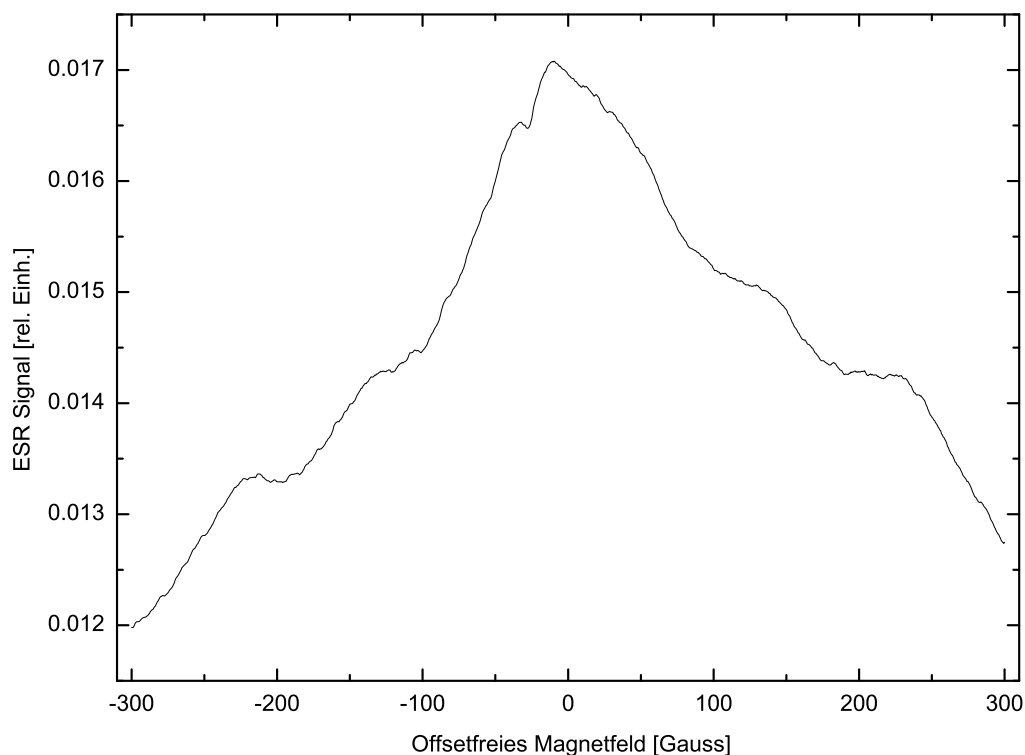


**Abbildung 3.6:** Signal des AlAs Quantumwells bei 33.9 GHz, schwarz : ESR Signal, blau : Anpassung mit 2 Lorentzlinien, rot : Anpassung mit 1 Lorentzlinie,  $T = 20$  K, Feldoffset = 12140 Gauss

Messungen bei tiefen Temperaturen gestalteten sich schwierig, da das Eigenbauspektrometer, wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, hier ein starkes Hintergrundsignal liefert.

Mit eingebauter AlAs-Probe war das Hintergrundsignal im Allgemeinen bei Temperaturen unter 15 Kelvin und Mikrowellendämpfungen von weniger als 15 dB (bezogen auf 100 mW) zu groß, um noch eine sinnvolle Auswertung der ESR Spektren zu erlauben.

Aus diesem Grund wurden die meisten Messungen bei 20 K durchgeführt. Bei den Auswertungen der Temperaturabhängigkeit der Signalamplitude wurde der Hintergrund sorgfältig abgezogen. Ein typisches Signal der Probe bei 6.5 K zeigt Abbildung 3.7.



**Abbildung 3.7:** Signal des AlAs Quantumwells bei 6.5 K Feldoffset = 12140 Gauss

### Einfluss der Beleuchtung

Da das ESR Signal einer Probe der Ladungsträgerdichte proportional ist und die Ladungsträgerdichte des Quantentopfes durch Beleuchten erhöht werden kann, liegt es nahe, die Probe vor der Messung zu beleuchten. In Transportmessungen von Lok [20] hat sich die Beleuchtung in Proben mit NiGeAu-Kontakten als notwendig erwiesen,

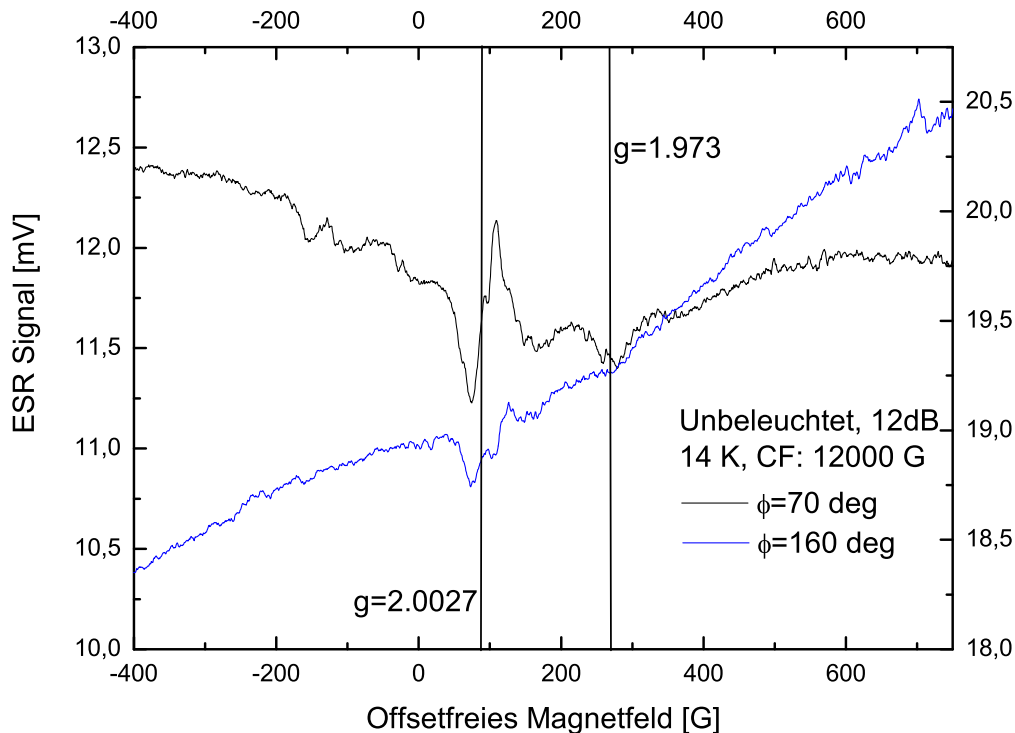
um eine ausreichende Leitfähigkeit zu erhalten. Dies ist jedoch auch darauf zurückzuführen, dass die Elektronen unter den Kontakten ohne Beleuchtung ausgefroren sind und daher den Transport blockieren, obwohl die Schicht selber ausreichend Ladungsträger enthält. Proben mit Sn- oder In-Kontakten zeigen diese Probleme nicht. Typische Ladungsträger-Dichten ohne Beleuchtung sind etwa  $1.2 \cdot 10^{15}/\text{m}^2$  [64]. Das Licht einer handelsüblichen roten Leuchtdiode reicht aus, um eine Ladungsträgerdichte im Quantentopf von etwa  $2.4 \cdot 10^{15}/\text{m}^2$  zu erreichen. Allerdings muss hierfür bei etwa 4 K beleuchtet werden, die Probe danach auf 70 K erwärmt und dann wieder abgekühlt werden. Dieses Verhalten kann damit erklärt werden, dass das Licht im AlGaAs der Barrieren zunächst an Fallen lokalisierte Elektronen erzeugt, die dann bei höherer Temperatur ihre Falle verlassen können, und dann in den Quantentopf diffundieren.

Es ist außerdem bekannt, dass sich die Leitfähigkeit einer so beleuchteten Probe unter Einfluss eines elektrischen Feldes weiter verändern kann [66]. Dieses Verhalten wird auch bei dieser Probe beobachtet. Zunächst nimmt das Signal durch die von der Beleuchtung erzeugten Elektronen, zu. Allerdings verstimmt sich der ESR Resonator in einem Zeitraum von etwa 20 Minuten durch die sich weiterhin ändernde Leitfähigkeit der Probe. Dadurch kommt es zu erheblichen Schwierigkeiten, miteinander vergleichbare Messungen durchführen zu können.

Abbildung 3.8 zeigt zwei Messungen der unbelichteten Probe bei um 90 Grad verschiedenen Phasenlagen des Lock-In-Verstärkers. Diese Phasenlage beschreibt die Phasendifferenz zwischen der Magnetfeld-Modulation und der Modulation des ESR-Signals durch die Feldmodulation. Normalerweise ist diese zum einen geometrisch bedingt, durch die Einbaulage der Probe im Resonator, zum anderen durch die (festen) Phasenverschiebungen der Mikrowelle im Mischer und anderen Bauteilen. Einmal eingestellt, sollte sie sich innerhalb verschiedener ESR-Experimente nicht ändern. Eine weitere Möglichkeit der Phasenverschiebung bezüglich der Modulation sind Relaxationsprozesse welche sich auf einer Zeitskala abspielen, die der Modulationsfrequenz entspricht. Der hier verwendeten Frequenz von 100 kHz entspricht eine Zeitdauer von  $10 \mu\text{s}$ . Dies wäre für elektronische Relaxationsprozesse eine zu lange Zeitdauer. Für Prozesse in diesem Zeitbereich kommt hier eigentlich nur Kernspin-Relaxation in Frage. Da in diesem System eine große Hyperfein-Wechselwirkung existiert ist dies prinzipiell möglich, allerdings kann über einen Mechanismus bestenfalls spekuliert werden.

Die schwarze Kurve in Abbildung 3.8 zeigt ein sehr schwaches Signal bei  $g=2$ , dass mit großer Wahrscheinlichkeit von Lösungsmittelresten auf Probe und Spiegeln stammt.

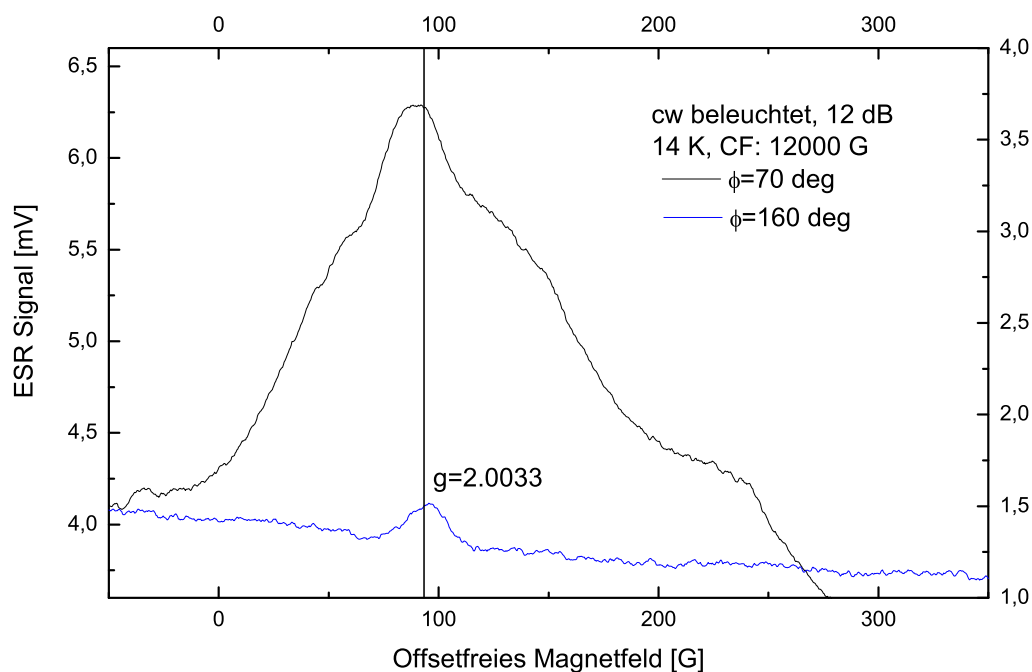




**Abbildung 3.8:** ESR Messung an AlAs,  $T=14\text{ K}$ ,  $P_{MW}=12\text{ dB}$ , ohne vorherige Beleuchtung

Das Signal der AlAs-Probe ist bei  $g \approx 1.98$  schwach zu sehen. Die blaue Kurve zeigt das um 90 Grad außer Phase liegende Signal. Das Signal der Probe ist nicht zu sehen, wie erwartet. Bei  $g=2$  ist ein Restsignal zu erkennen.

Die Probe wurde im folgenden bei 4 Kelvin für eine Minute bei 2.6 Volt Spannung an der Diode beleuchtet, auf etwa 70 Kelvin erwärmt und wieder auf 14 Kelvin abgekühlt. Anhand der Veränderung der Resonatorgüte konnte beobachtet werden, dass die Beleuchtung die Leitfähigkeit der Probe während der Beleuchtung erheblich erhöht. Auch nach Abschalten der Beleuchtung blieb eine deutlich erhöhte Leitfähigkeit bestehen. Da sich die Leitfähigkeit noch eine ganze Zeit lang durch die Einwirkung des Mikrowellenfeldes ändert, wurde bei eingeschalteter Mikrowelle etwa 20 Minuten gewartet, bevor die Messung in Abbildung 3.9 aufgenommen wurde. Die schwarze Kurve zeigt wieder die Messung bei richtiger Phasenlage. Man erkennt deutlich, dass außer dem in Kapitel 2.2.1 diskutierten Hintergrundsignal nichts zu sehen ist, beziehungsweise die-



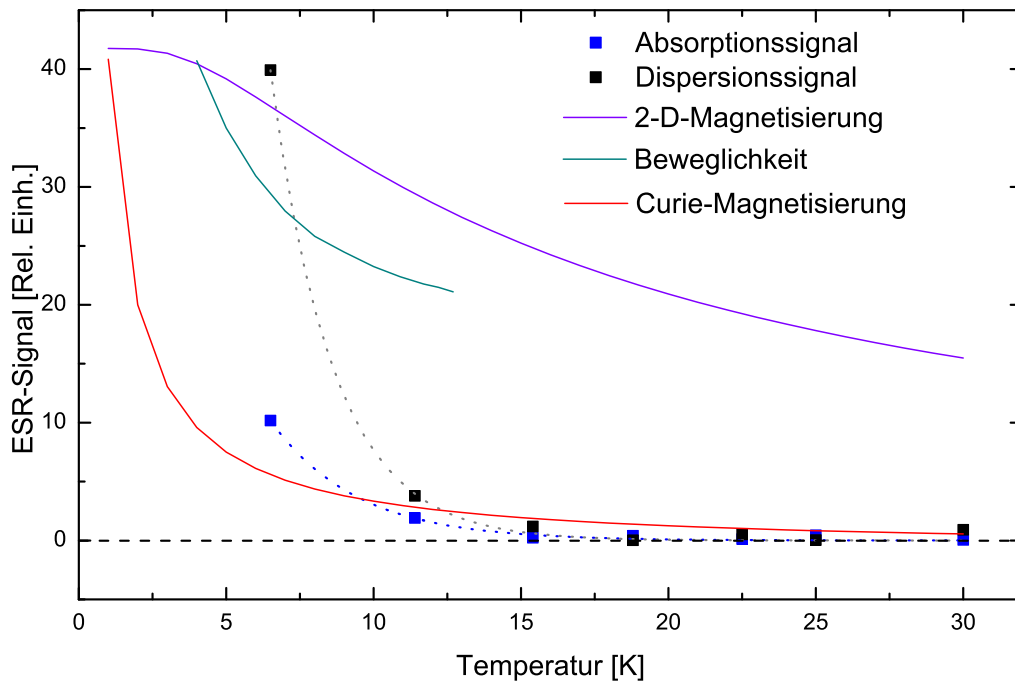
**Abbildung 3.9:** ESR Signal der AlAs Probe im Q-Band nach 1 Minute beleuchten bei 2.6 V

ses Signal alles andere überdeckt. Die starke Erhöhung der Amplitude dieses Hintergrundes ist auf die Veränderung der Feldgeometrie durch die nunmehr sehr leitfähige Probe zurückzuführen. Wie schon in der Diskussion des Hintergrundes erwähnt, entstammt das Signal definitiv nicht der Probe. Die blaue Kurve in Abbildung 3.9 zeigt wieder die um 90 Grad phasenverschobene Messung. Hier bleibt wieder ein kleines Signal übrig, über dessen Herkunft nur spekuliert werden kann. Da das Beleuchten der Proben zu einer kleinen Zunahme des Probensignals, jedoch zu einer so starken Zunahme des Untergrundsignals führt, wurden nach einigen anfänglichen Versuchen alle weiteren Messungen ohne Beleuchtung der Probe durchgeführt.

### Temperaturabhängigkeit

Abbildung 3.10 zeigt die Temperaturabhängigkeit des ESR-Signales im Q-Band, gemessen bei einer Mikrowellendämpfung von 12 dB.

Die Temperaturabhängigkeit des ESR-Signals ist getrennt in absorptiven und dispersiven Anteil durch die blauen, respektive schwarzen Quadrate gegeben. Die Linien



**Abbildung 3.10:** Temperaturabhängigkeit des ESR-Signals der AlAs Probe im Q-Band. Blaue Quadrate: ESR-Absorptionssignal; schwarze Quadrate: ESR-Dispersionssignal; violett: 2-D-Magnetisierung für  $E_F = 1.2$  meV; orange: Curie-Magnetisierung; grün: Beweglichkeit des e-Systems.

durch die Messdaten sind nur eine optische Hilfe, sie entsprechen in etwa einem  $1/T^3$ -Gesetz, für eine solche Abhängigkeit gibt es jedoch keine physikalische Erklärung. Für die Magnetisierung eines 2-D-Systems mit hoher Fermienergie  $E_F \gg kT$ , zu der letztlich das Signal proportional ist, würde man keine Abhängigkeit von der Temperatur erwarten. Das Elektronensystem des AlAs-Quantumwells hat jedoch nur eine Fermi-Energie von 1.2 meV. Bei so geringen Fermi-Energien muss die Abhängigkeit des elektrochemischen Potentials von der Temperatur bei der Berechnung der Magnetisierung berücksichtigt werden (siehe Kapitel 1.2.2). Man würde eine Abhängigkeit erwarten, wie sie in Abbildung 3.10 durch die violette Kurve gegeben ist. Besonders bei tiefen Temperaturen jedoch stimmt die Abhängigkeit des Signals nicht gut mit der 2-D-Theorie überein. Auch eine für dreidimensionale Festkörper übliche Curie-artige Magnetisierung, wie sie durch die orange Kurve dargestellt wird, beschreibt die Messdaten nicht gut. In Abbildung 3.11 ist das gleiche Schaubild noch einmal in doppelt logarithmischer Auftragung dargestellt. Hier sieht man besonders gut, dass weder

Curie, noch 2-D-Magnetisierung dem Verlauf der Daten entsprechen. Die Beweglichkeit der Elektronen hingegen liefert eine gute qualitative Übereinstimmung mit dem Temperaturverlauf der Messdaten. Dies deutet ebenso wie die unterschiedlichen Messergebnisse mit und ohne elektrisches Feld darauf hin, dass die ESR entweder nur durch das vom elektrischen Mikrowellenfeld erzeugte Rashba-Feld gemessen wird, oder zumindest durch das  $E_1$ -Feld verstärkt wird, wie bereits von Weinzierl [23] beschrieben. Der Versuch einer Anpassung der 2-D-Magnetisierung mit einem Skalierungsparameter und der Fermi-Energie als freiem Parameter bringt keine guten Ergebnisse, die berechnete Fermi-Energie ist deutlich kleiner als die aus Transport-Untersuchungen bekannte. Da es für die Beweglichkeit der Ladungsträger keine analytische Darstellung über einen ausreichend großen Temperaturbereich gibt, welche die gemessene Beweglichkeit gut widerspiegelt, konnte auch hier keine Anpassung vorgenommen werden. Aufgrund der qualitativen Übereinstimmung erscheint es jedoch am wahrscheinlichsten, dass die Kombination aus 2-D-Magnetisierung und Beweglichkeit die Temperaturabhängigkeit am besten erklärt.

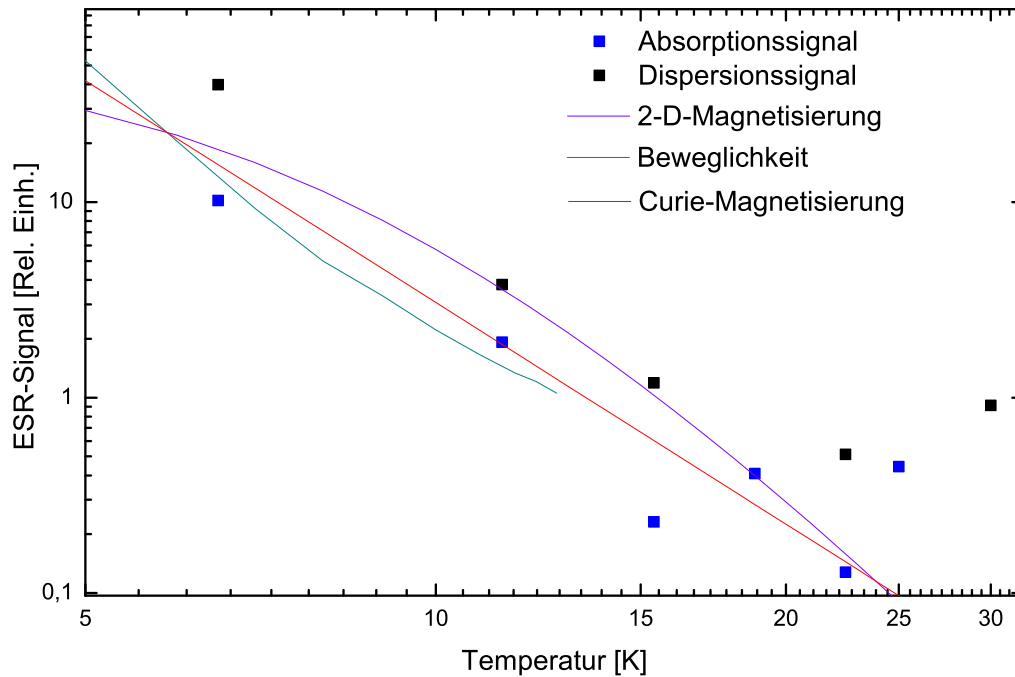
Da das Rashba-Feld linear mit der Beweglichkeit der 2-D-Elektronen skaliert, ist diese Abhängigkeit ein weiteres gutes Indiz für die Annahme einer Detektion nach diesem Modell

Aufgrund der großen Probleme mit dem Hintergrundsignal bei tiefen Temperaturen können die Ergebnisse dieser temperaturabhängigen Messungen nicht als sehr sicher gelten. Das Hintergrundsignal wurde hier bei sehr tiefen Temperaturen gemessen und abgezogen. Da die Leitfähigkeit, und damit die Auswirkungen der Probe auf die Feld-Geometrie von der Temperatur abhängen, ist dieses Verfahren nicht sehr zuverlässig. Die Auswertung erfährt jedoch durch die Temperaturabhängigkeit des Signals im X-band Bestätigung.

### Leistungsabhängigkeit

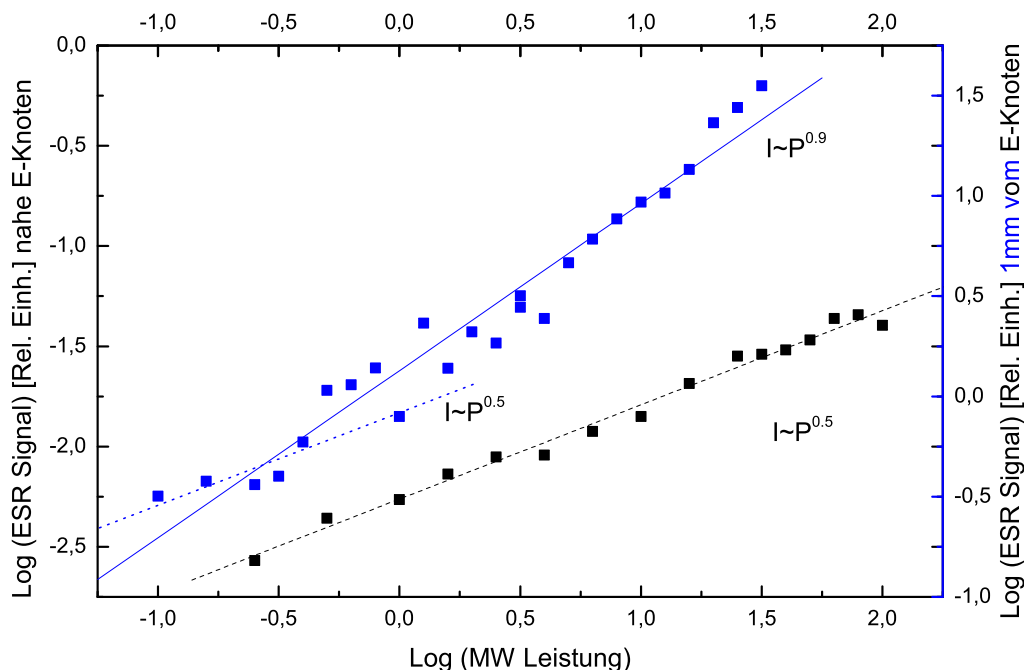
Die Auswertung der Leistungsabhängigkeit der ESR-Amplitude liefert starke Hinweise auf eine Beteiligung des elektrischen Feldes an der Detektion. Für 'normale' magnetische Dipolübergänge erwartet man eine Abhängigkeit der Form  $I \sim P^{1/2}$  (siehe Kapitel 2.2.1). Wenn die Detektion der ESR über spinabhängige Streuung in der Probe erfolgt, erwartet man nach Weinzierl [23] eine lineare Abhängigkeit  $I \sim P$ . Die gemessene Abhängigkeit ist in Abbildung 3.12 dargestellt.

Die schwarzen Quadrate in Abbildung 3.12 stellen die Leistungsabhängigkeit dar für den Fall, dass die Probe direkt auf dem Spiegel des Resonators, also nahe der Knotenebene des elektrischen Mikrowellenfeldes platziert wurde. Die Detektion der ESR sollte



**Abbildung 3.11:** Temperaturabhängigkeit des ESR-Signals der AlAs Probe im Q-Band, E- und B-Feld doppelt-logarithmische Darstellung

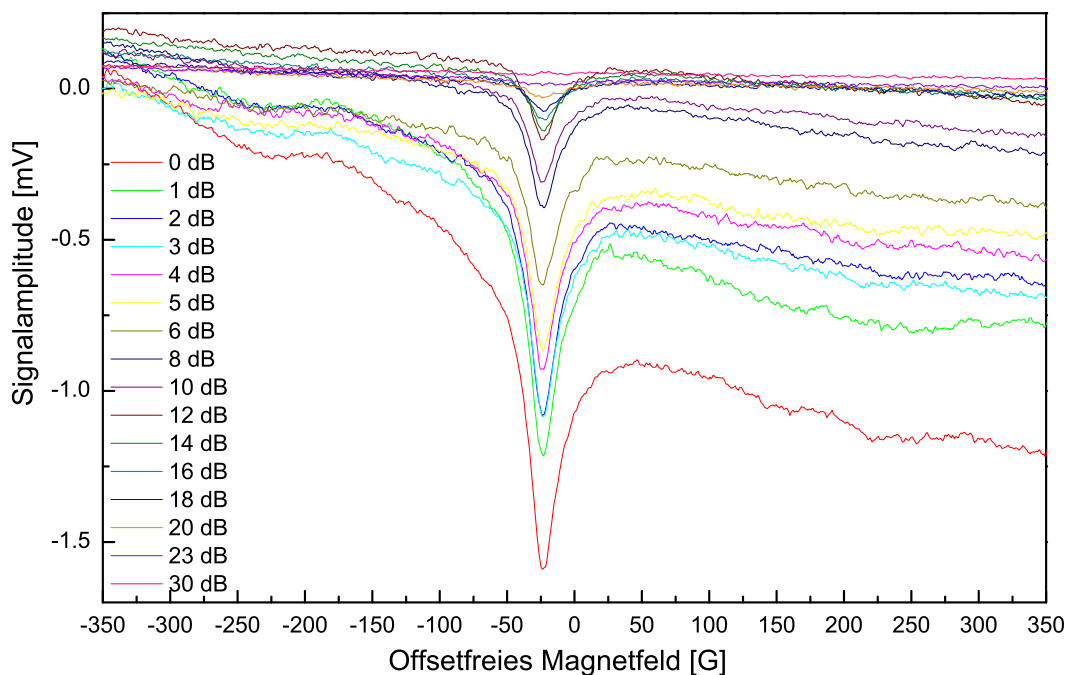
hier also auf 'herkömmlichem' Wege, über magnetische Dipolübergänge erfolgen und eine wurzelförmige Abhängigkeit des Signals von der Leistung zeigen, wie sich in der Messung auch bestätigt. Wie in Kapitel 3.4 gezeigt wird, liefert auch eine Detektion mit dem Rashba-Feld eine solche Abhängigkeit. Erst große Leistungen und viel elektrisches Feld lassen den direkten elektrischen Detektionsmechanismus dominieren. Die blauen Quadrate entsprechen den Amplituden des ESR Signals bei Positionierung der Probe 2 mm über dem Spiegel, also bereits weit im elektrischen Wechselfeld des Resonators. Hier kann für sehr kleine Leistungen noch eine wurzelförmige Abhängigkeit angepasst werden, für große Mikrowellenleistungen dagegen wird die ESR Amplitude der Leistung proportional. Dieser Übergang von einer Abhängigkeit zur anderen deutet darauf hin, dass beide Detektionsprozesse bei mittlerer Leistung in einander übergehen. Eine Abschätzung der Signalamplituden beider Prozesse in Kapitel 3.4 zeigt die Gültigkeit dieser Annahme. Wie in den Messungen im X-Band noch zu sehen sein wird, scheint eine Messung ganz ohne das Magnetfeld nicht möglich, doch die Signalamplituden werden größer, wenn die Probe ins elektrische Feld gebracht wird. Um dieses interessante Verhalten näher zu beleuchten, wurde im Folgenden eine lei-



**Abbildung 3.12:** Leistungsabhängigkeit des Signals im Q-Band, schwarz: Probe nahe Knotenebene des elektrischen Feldes; blau: Probe im elektrischen und magnetischen Mikrowellenfeld

stungsabhängige Messung nahe dem E-Feldknoten (auf dem Spiegel) detaillierter untersucht. Die Anpassung der Spektren erfolgte jeweils mit zwei abgeleiteten Lorentzlinien mit Dispersions- und Absorptionsanteil mit jeweils identischer Position und Linienbreite für beide Anteile der selben Linie. Für jede Linie wurden also 4 Parameter zur Anpassung verwendet, die jedoch weniger Freiheitsgrade beschreiben als die Anzahl 'acht' Parameter nahelegt, da die Linienform natürlich als starre Randbedingung eingeht. Die Spektren sind in Abbildung 3.13 dargestellt.

Die Messungen bei großen Leistungen sind sehr rauscharm, eine Anpassung ist hier gut möglich, auch mit mehreren Linien. Bei kleinen Leistungen ist die Trennung der zwei Linien schwierig. Eine Linie ist etwa 15 Gauss breit, im Folgenden 'schmale' Linie genannt, die zweite, 'breite' Linie ist etwa 80 Gauss breit. Beide Linien sind dispersiv, mit einem etwa zehnpromzentigen Absorptionsanteil. Bei hohen Leistungen kann man auf der Niederfeldseite ein 'Untergrundsignal' erkennen. Auf diesen stark asymmetrischen Untergrund wird bei den X-Band-Messungen, wo er deutlich stärker ausgeprägt ist, noch im Detail zurückgekommen werden. An dieser Stelle sei nur

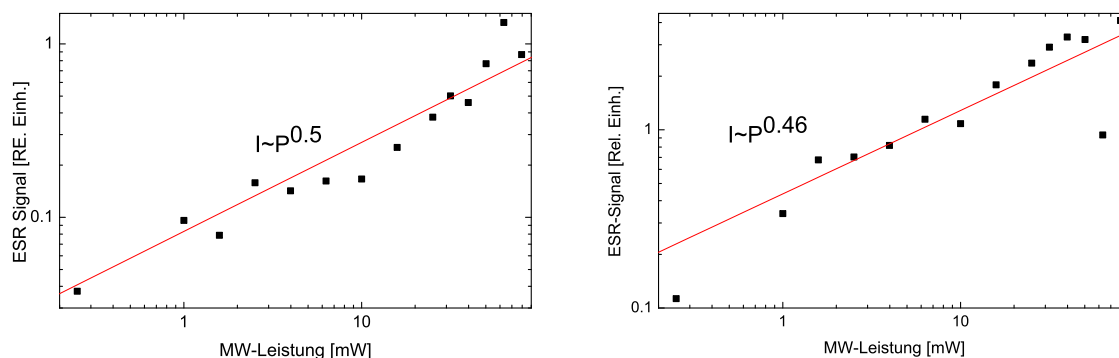


**Abbildung 3.13:** Leistungsabhängigkeit des Signals im Q-Band, 28 K, nahe E-Feldknoten, beleuchtet beim Abkühlen, 20 Minuten relaxiert, Reihenfolge der Messungen: Große Leistung zuerst; Angabe der Dämpfung bezogen auf 100 mW

vermerkt dass der Untergrund im Q-Band auftritt wenn die Probe im elektrischen Feld befindlich ist.

Abbildung 3.14 zeigt die Abhängigkeit des Dispersionsanteils beider Linien. Beide Linien zeigen, wie schon oben erwähnt eine 'normale', wurzelförmige Abhängigkeit von der Leistung. Da der Dispersionsanteil die Linie dominiert, wurde dieses Verhalten für die Gesamtbetrachtung in Abbildung 3.12 verwendet.

Diese Betrachtung wird durch die Simulationen von Denninger [67] untermauert (siehe Kapitel 3.4), der die Phasenverschiebung der ESR im Q-Band durch die Zyklotronbewegung der Elektronen aufgrund des Mikrowellen- $E_1$ -Feldes erklärt. Daher ist die dispersive Linienform eine Folge der Elektronenbewegung und keine Eigenschaft des Spinsystems. Sie ist dann die mit den Messungen im X-band zu vergleichende Größe. Abbildung 3.15 zeigt die Leistungsabhängigkeit der Absorption. Sie macht absolut gesehen nur ein Zehntel der Gesamtamplitude aus. Interessanter Weise zeigen die beiden Linien hier unterschiedliches Verhalten. Die 'schmale' Linie zeigt einen annähernd linearen Anstieg der Absorption mit der Mikrowellenleistung, wie es für Detektion



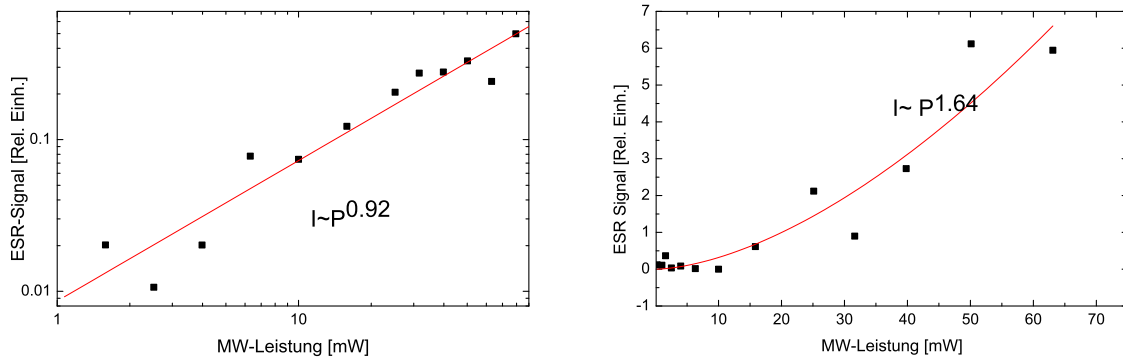
**Abbildung 3.14:** Leistungsabhängigkeit des Dispersionsanteils der schmalen Linie (links) und der breiten Linie (rechts) im Q-Band,  $T = 28$  K, Probe nahe dem E-Feld-Knoten, beleuchtet beim Abkühlen, 20 Minuten relaxiert, Reihenfolge der Messungen: große Leistung zuerst

der ESR durch spinabhängige Streuung von Weinzierl [23] beschrieben wurde. Die Abhängigkeit der 'breiten' Linie ist nicht eindeutig feststellbar, da die Werte stark streuen. Dies ist besonders bei kleinen Leistungen auf das schlechte Signal-Rausch-Verhältnis der Messungen zurückzuführen. Eine detaillierte Signalanalyse, wie sie von Wilamowski und Jantsch [18] durchgeführt wurde, war somit leider nicht möglich. Das Modell, das die Daten am besten beschreibt, ist eine  $P^{3/2}$ -Abhängigkeit der Amplitude von der MW-Leistung. Die Anpassung ergibt für den Exponenten einen Wert von 1.6. Dies würde in der Systematik von Wilamowski dem Polarisationsanteil des Signals entsprechen, der über das elektrische Feld nachgewiesen wird.

Unter Berücksichtigung der Diskussion der Phasenverschiebung zwischen X- und Q-Band könnte sich das unterschiedliche Verhalten auch dadurch erklären lassen, dass die Phasenverschiebung von der elektrischen Feldstärke abhängig ist, welche die Elektronen zu Zyklotron-Bewegungen anregt. Wenn hier der Dispersionsanteil bei den gegebenen Bedingungen gerade ein Extremum erreicht hat (die Simulationen deuten darauf hin), dann reichen kleine Änderungen des  $E_1$ -Feldes aus, um das Verhältnis zwischen den beiden Anteilen zu verändern (siehe Kapitel 3.4).

Insgesamt sind die Leistungsabhängigkeiten der Signalamplitude, respektive ihrer einzelnen Anteile so zu interpretieren, dass das Signal durch magnetische Dipolübergänge erklärt werden kann, welche allerdings nicht vom  $B_1$ -Feld der Mikrowelle getrieben werden, sondern durch den Rashba-Effekt. Die fast rein dispersive Linienform kann durch die Simulationen von Denninger motiviert werden, sie ist ein Ausdruck der elektrisch getriebenen Übergänge. Leider kann durch die hohe Dielektrizitätszahl, und die damit verbundene Feldverzerrung des Substrates auch im Fabry-Perot-Resonator



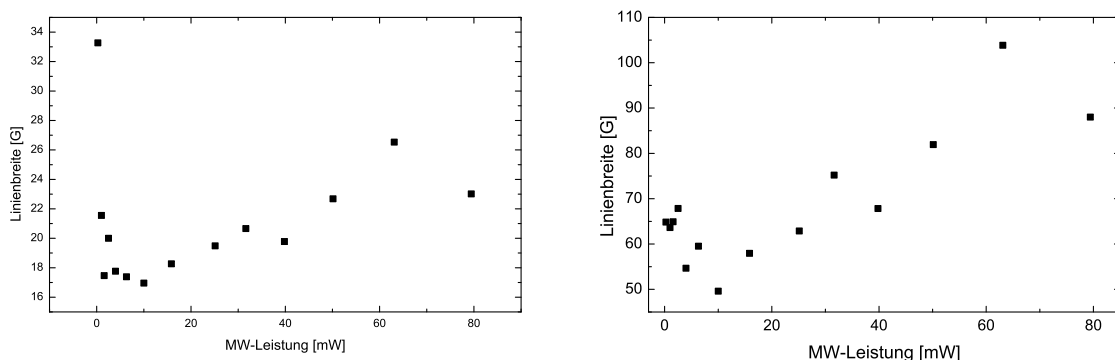


**Abbildung 3.15:** Leistungsabhängigkeit des Absorptionsanteils der schmalen Linie (links) und der breiten Linie (rechts) im Q-Band,  $T = 28$  K, Probe nahe dem E-Feld-Knoten, beleuchtet beim Abkühlen, 20 Minuten relaxiert, Reihenfolge der Messungen: Große Leistung zuerst

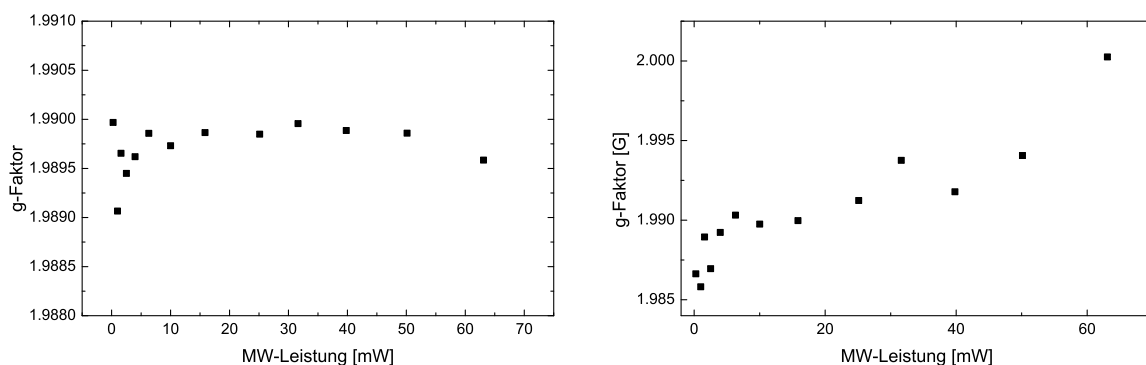
keine Messung durchgeführt werden, bei der die Probe keinem elektrischen Feld ausgesetzt ist. Eine abschließende Betrachtung dieses Problems soll jedoch erst nach Diskussion aller Einzelmessungen erfolgen.

Abbildung 3.16 zeigt die Leistungsabhängigkeiten der Linienbreiten sowohl der 'schmalen' (links) als auch der 'breiten' (rechts) Linie. Man erkennt zunächst, dass die angepassten Linienbreiten erheblich streuen. Für kleine Leistungen liegt das sicher an der generellen Schwierigkeit, einen 2 Linien-Fit bei sehr schlechtem Signal-Rausch-Verhältnis zuverlässig auszuwerten. Bei großen Leistungen ist das Ergebnis der Anpassung sehr gut reproduzierbar und die Streuung der Linienbreiten ist auf experimentelle Ursachen zurückzuführen. Aufgrund der großen experimentellen Unsicherheit wurde die Linienbreite nicht mit einem Modell verglichen. Für eine 'normale' Sättigungsverbreiterung würde man eine Abhängigkeit der Linienbreite von der Mikrowellenleistung in Form von  $\Delta B = \sqrt{\Delta B_0^2 + \gamma_e^2 B_1^2 T_1 T_2} = \sqrt{\Delta B_0^2 + \eta P_{\text{MW}}}$  erwarten (siehe Kapitel 2.2.1. Die gemessenen Linienbreiten scheinen allerdings eher linear mit der Leistung anzuwachsen. Besonders auffällig ist die starke Vergrößerung der Linienbreite bei sehr kleinen Leistungen. Hier könnte eine Ursache darin liegen, dass bei geringen Leistungen die Elektronen sehr viel weniger stark durch das elektrische Feld bewegt werden, und daher die Inhomogenitäten der Probe schlechter ausgemittelt werden als bei hohen elektrischen Feldern.

Der g-Faktor wird in Abbildung 3.17 über der Leistung aufgetragen. Für die Linie der 2-D-Elektronen sieht man keine signifikante Abhängigkeit des g-Faktors von der Leistung. Die leichte Variation bei sehr kleinen Leistungen ist nicht signifikant, da die Genauigkeit der Auswertung für sehr kleine Leistungen nicht sehr hoch ist. Für den



**Abbildung 3.16:** Leistungsabhängigkeit der Linienbreite der schmalen Linie (links) und der breiten Linie (rechts) im Q-Band,  $T = 28$  K, Probe nahe dem  $E_1$ -Feld-Knoten, beleuchtet beim Abkühlen, 20 Minuten relaxiert, Reihenfolge der Messungen: Große Leistung zuerst



**Abbildung 3.17:** Leistungsabhängigkeit des g-Faktors der schmalen Linie (links) und der breiten Linie (rechts) im Q-Band,  $T = 28$  K, Probe nahe dem E-Feld-Knoten, beleuchtet beim Abkühlen, 20 Minuten relaxiert, Reihenfolge der Messungen: Große Leistung zuerst

g-Faktor der breiten Linie findet man eine stete Zunahme mit steigender Leistung. Dieses Verhalten ist nicht trivial zu erklären. Ein Ansatz für eine Erklärung folgt in der abschließenden Diskussion, nachdem alle Messergebnisse diskutiert wurden. Es ist jedoch klar dass die Variation des g-Faktors von 1.985 bis fast  $g=2$  nicht zu vernachlässigen ist.

### 3.3.2 X-Band

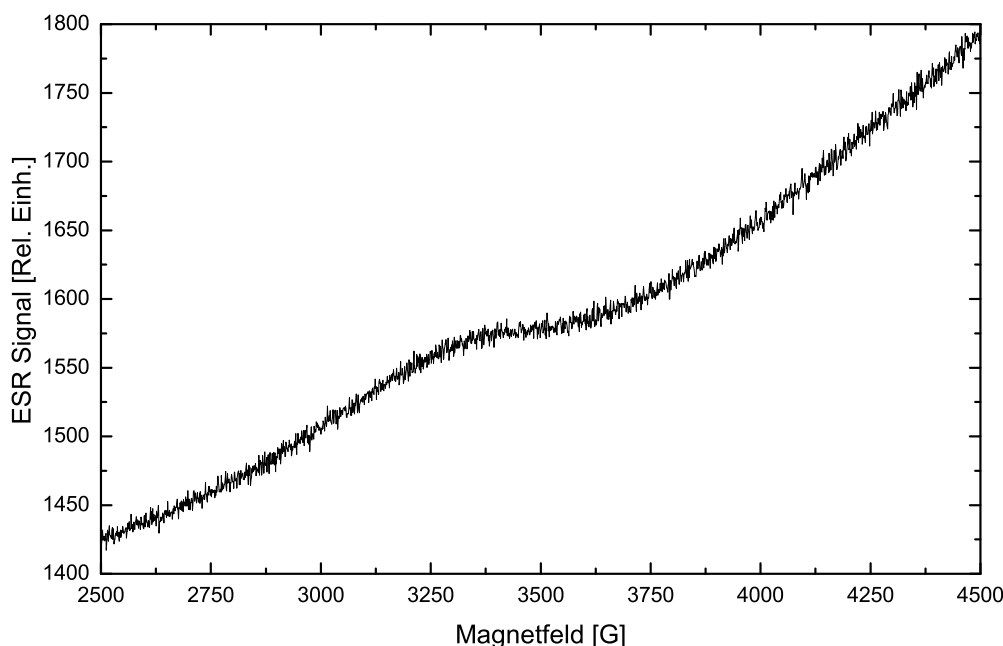
Die Messungen der AlAs-Probe im X-Band fanden über einen Zeitraum von etwa einem Jahr statt und konnten nicht alle am selben Spektrometer durchgeführt werden. Dadurch ergab es sich, dass manche Messungen, welche zu einem kompletten Satz Abhängigkeiten noch fehlten, nicht mehr an einem vergleichbaren Aufbau durchgeführt werden konnten.

Generell ist das X-Band Spektrometer durch seinen Rechteckresonator (siehe Kapitel 2.1) sehr stabil gegen große und auch gegen leitfähige Proben. Die Feldgeometrie ist so, dass die Probe annähernd unabhängig von der Einbaulage immer einem  $B_1$ -Feld gleicher Größe ausgesetzt ist. Das elektrische Feld kann durch Verschieben der Probe leicht geändert werden. Um dies zu erreichen konnte in dem Standard-ESR Spektrometer die Probe mittels einer Verschiebeeinrichtung längs des elektrischen Feldgradienten des Resonators bewegt werden. Durch einen Totalausfall dieses Systems, das weder repariert noch ersetzt werden konnte, stand diese Möglichkeit nicht für alle Messungen zur Verfügung. Außerdem bietet das X-Band höhere Mikrowellenleistung bei besserer Resonatorgüte, also deutlich höheres  $B_1$ -Feld als das Q-Band-Spektrometer.

#### Einfluss der Beleuchtung

Da mit einem sehr schwachen Signal zu rechnen war, wurde die Probe in den anfänglichen Messungen stets beleuchtet, wie im vorigen Kapitel beschrieben, bevor mit die ESR-Spektren aufgenommen wurden. Ein typisches Signal ist in Abbildung 3.18 dargestellt.

Das Signal liegt etwa bei  $g=2$  und ist sehr breit und schwach, so dass es zu Beginn nur als Artefakt gewertet wurde. Probenstäbe mit etwas Vakuummfett zeigen oft ähnliche Signale um den  $g$ -Faktor des freien Elektrons. Eine Vergleichsmessung mit leerem Probenstab wurde durchgeführt und es stellte sich heraus, dass das Signal dann nicht verschwunden war, sondern lediglich anders aussah. Erst später wurde klar, dass das Beleuchten der Probe die Resonatorgüte so stark verringerte, dass man den Hintergrund des Probenstabes nicht mehr sah und die Empfindlichkeit der Apparatur nicht mehr ausreichte, um das ESR-Signal zu detektieren. Was in Abbildung 3.18 zu sehen ist, ist das Hintergrundsignal, welches im nächsten Kapitel genauer besprochen wird. Aus diesem Grund wurden alle im Folgenden gezeigten Messungen ohne Beleuchtung der Probe durchgeführt. Die Probe wurde bei Raumtemperatur eingebaut und abgedunkelt.

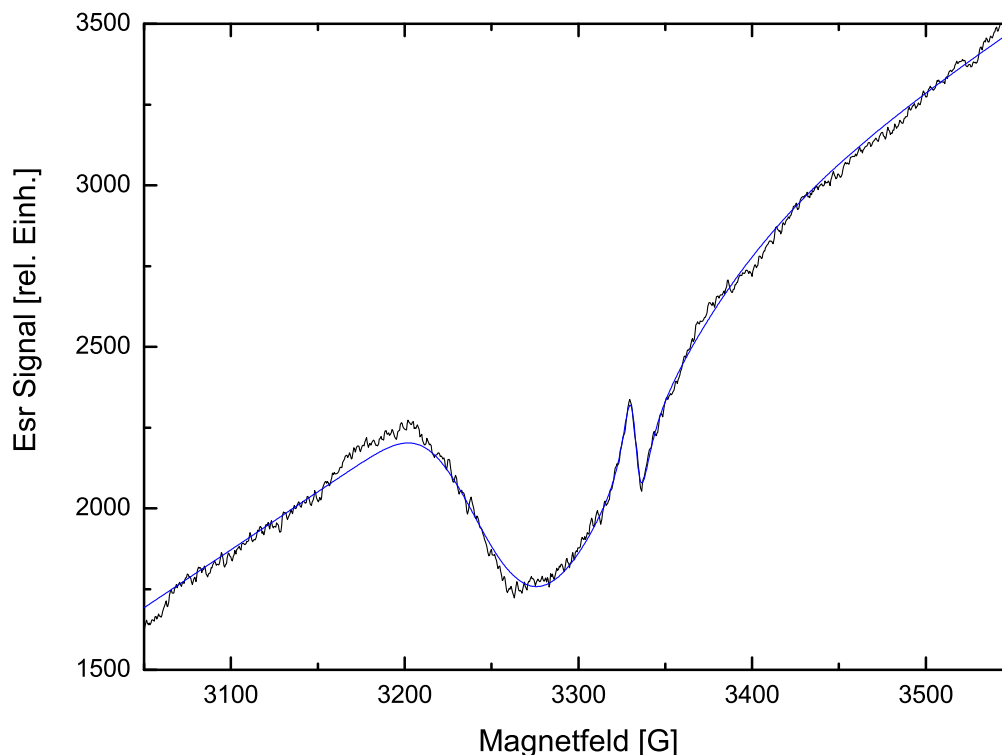


**Abbildung 3.18:** AlAs Signal im X-Band, beleuchtet

### Signalform und g-Faktor

Abbildung 3.19 zeigt das ESR-Signal der AlAs-Probe im Rechteckresonator, soweit außerhalb der Mittellage eingebaut, dass die Probe deutlich im elektrischen Feld des Resonators sitzt. Zunächst fällt auf, dass das ESR-Signal nicht wie im Q-Band rein dispersiv aussieht, sondern die Form einer abgeleiteten Lorentzlinie in Absorption hat. Die ESR-Linie ist im einfachen Scan mit sehr gutem Signal-Rausch-Verhältnis zu messen. Der g-Faktor der Linie kann zu  $g=1.991$  bestimmt werden. Die Linie hat eine Breite von 5.5 Gauss. Dies ist verglichen mit den Messungen von Weinzierl [23] und Wilamowski [18] an den SiGe Quantentöpfen sehr viel, dort waren Linienbreiten von zig Milligauss gemessen worden. Eine genauere Analyse zeigt, dass wie im Q-Band auch, unter bestimmten Umständen eine Anpassung mit 2 Linien erforderlich ist, um einen besseren Fit zu erreichen. Dies wird im nächsten Abschnitt anhand einer detaillierteren Darstellung erörtert (Abb. 3.20). Die schmale Linie dominiert jedoch die Messung. Weiterhin sieht man einen ungewöhnlichen Untergrund.

Die Signalform ist weder dispersiv, noch Dyson-förmig. Wilamowski und Jantsch finden in ihren Messungen [18], [21] ebenfalls einen von der Form ähnlichen Unter-



**Abbildung 3.19:** AlAs Signal im X-Band, im  $E_1$ -Feld

grund, jedoch wesentlich breiter, den sie der Zyklotronresonanz zuordnen. In den hier durchgeführten Messungen jedoch war die Probe mit der Quantumwell-Ebene parallel zum Hauptmagnetfeld  $B_0$  ausgerichtet. Daher ist es nicht möglich Zyklotronresonanz zu beobachten, da die Elektronen keine Zyklotronbahnen senkrecht zum Magnetfeld durchlaufen können. Sicher kann jedoch gesagt werden, dass das Signal aus der Probe stammt und empirisch mit der folgenden Funktion beschrieben werden kann :

$$I = I_0 \cdot e^{1+z-e^z} \quad (3.1)$$

$$z = \frac{x - x_c}{w} \quad (3.2)$$

wobei  $x_c$  die Position des Maximums und  $w$  die Breite der Verteilung ist. Diese Funktion heißt in der Literatur [68] [69] Extreme-Funktion und wird verwendet, um eine gewichtete Verteilung von Schwerpunkten zugrunde liegender Verteilungen anzugeben. Anwendungen sind zum Beispiel in der Theorie des 1/f-Rauschens und der Plasma-physik. Die Funktion wurde von mir zunächst aufgrund ihrer passend erscheinenden

Form ausgewählt, um das Problem der Linienanpassung bei sehr unregelmäßigem Hintergrund in den Griff zu bekommen. An dieser Stelle soll es ausreichen, dass die Funktion die Form des Untergrundes gut beschreibt, und sie geeignet ist den Hintergrund abzuziehen und somit eine gute Anpassung der ESR-Linie zu ermöglichen. Auf eine physikalische Auslegung der Funktion muss im Moment verzichtet werden.

Wie oben angesprochen muss die ESR-Linie unter gewissen Umständen mit 2, fast aufeinander liegenden Linien unterschiedlicher Breite und Amplitude angepasst werden um eine wirklich gute Anpassung zu ermöglichen. Dies ist zum Einen bei Temperaturen von 30 Kelvin und mehr der Fall, wobei der Übergang fließend ist, zum Anderen bei sehr großen Leistungen, wenngleich hier die exakten Bedingungen nicht sehr gut bestimmbar sind, da es eine sehr subjektive Entscheidung ist, wann die zweite Linie benötigt wird. Bei Temperaturen von 30 Kelvin hat die 'schmale' Linie eine Breite von etwa 11 Gauss. Die zweite Linie hat dann eine Breite von etwa 90 Gauss. Allerdings variiert die Linienbreite um bis zu 30 Gauss und es ist sehr schwer, die Linie mit einem Anpassungsprogramm gut reproduzierbar zu fitten. Hier ist doch der Einfluss von Rauschen und Hintergrund-Anpassung sehr groß im Verhältnis zur Linienamplitude.

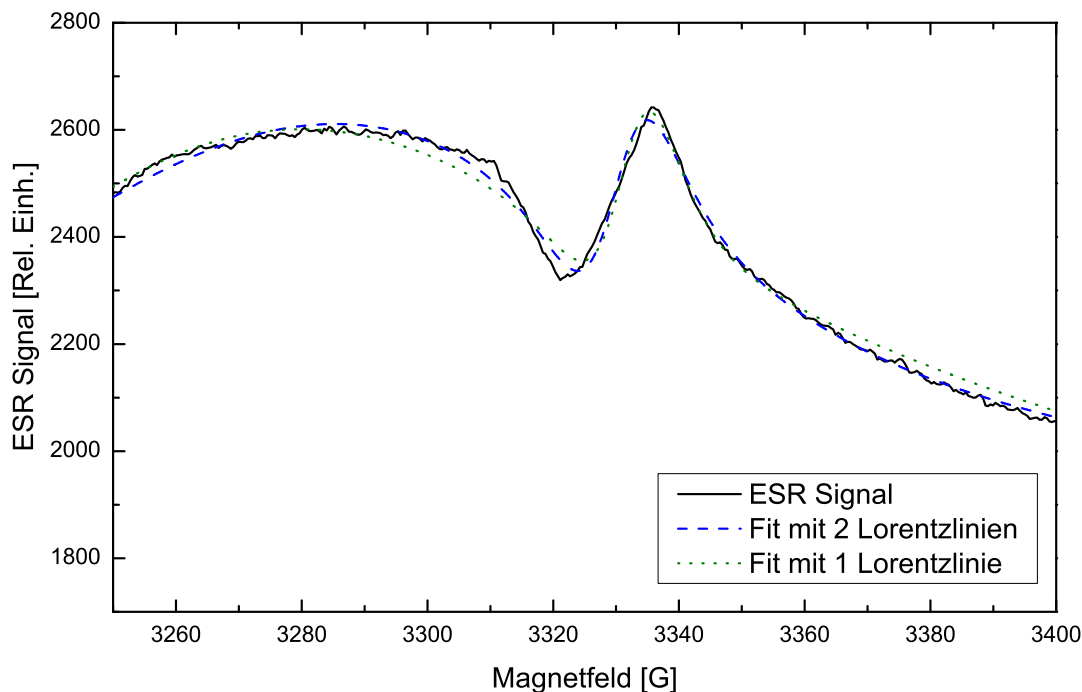
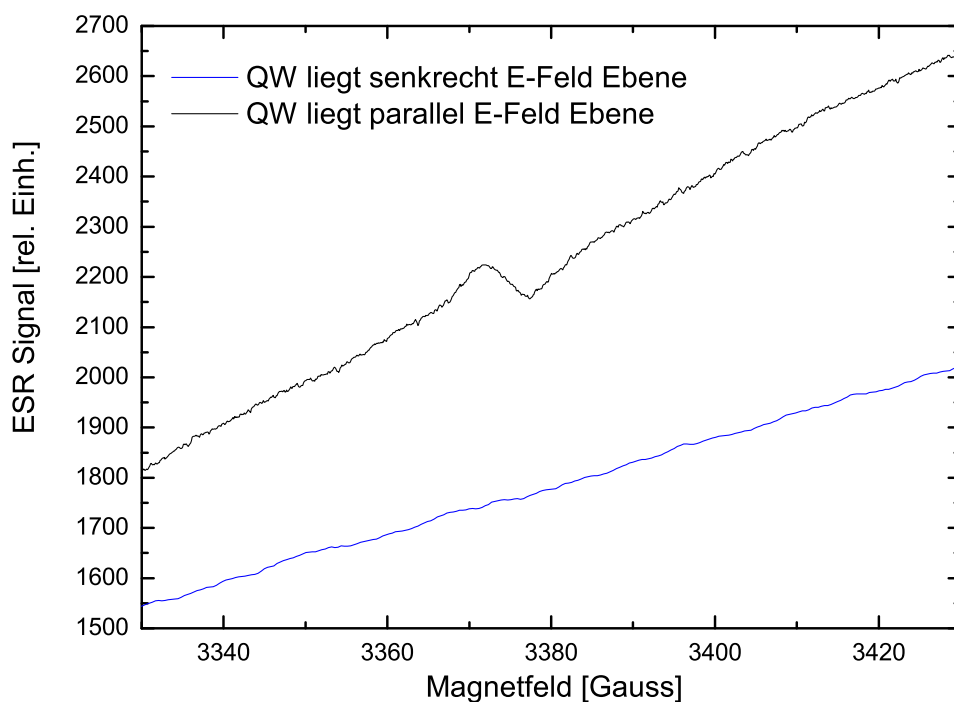


Abbildung 3.20: AlAs Signal im X-Band, Details des Fits

Abbildung 3.20 zeigt die Anpassung mit einer oder mit zwei Lorentzlinien. Man sieht den Einfluss der zweiten Linie besonders an der Niederfeldseite der Linie. Da die zweite Linie nur schlecht angepasst werden kann und im Moment außer den bereits bei den Q-Band-Messungen angesprochenen Möglichkeiten keine physikalische Vorstellung vom Ursprung der zweiten Linie vorhanden ist, wird im Folgenden jeweils nur das Verhalten der dominanten 'schmalen' Linie diskutiert werden.

Um die Frage des Einflusses des elektrischen Feldes auf das gemessene ESR-Signal weiter zu verfolgen, wurde die Probe bezüglich des  $E_1$ -Feld-Vektors verdreht. Bei dieser Messung, welche in Abbildung 3.21 dargestellt ist, war die Probe nahe am  $E_1$ -Feld-Knoten in den Resonator eingebaut. Die schwarz gezeichnete Kurve zeigt das Messergebnis, wenn der Quantentopf parallel zum elektrischen Mikrowellenfeld liegt, das Feld also in der Lage ist, Elektronen in der 2-D-Schicht zu bewegen. Das ESR-Signal ist deutlich zu erkennen.



**Abbildung 3.21:** AlAs Signal im X-Band, nahe E-Feld-Knoten, Vergleich zwischen QW parallel E und QW senkrecht zu E.

Die blaue Kurve wurde aufgenommen mit senkrecht zum  $E_1$ -Feld stehender 2-D-

Schicht, also um 90 Grad verdreht. Das ESR-Signal ist gänzlich verschwunden. Hier wurden auch breitere Sweeps gemessen um auszuschließen, dass das Signal durch eine, in QWs meist vorhandene, g-Faktor-Anisotropie verschoben ist. Das ESR-Signal verschwindet vollständig. Da die Probe trotz der Drehung mittig im Resonator eingebaut ist, ist das Mikrowellen-Magnetfeld am Ort der Probe durch die Drehung unbeeinflusst. Da die Probe in dieser Position den Resonator weniger dämpft als mit der leitenden Schicht in Richtung des elektrischen Feldes (etwa ein Faktor 1.5 in der Resonatorgüte), sollte das Magnetfeld  $B_1$  sogar stärker sein. Es zeigt sich also, dass das elektrische Feld für die Detektion dieses für Standard-ESR sehr schwachen Signals ursächlich ist und nicht das  $B_1$ -Feld. Für die Detektion über das Rashba-Feld ergibt sich dieses Verhalten zwangsläufig, da hierzu das  $E_1$ -Feld Ströme in der Probe induzieren muss.

Leider konnte aufgrund des irreparablen Ausfalls des Kryo-Systems mit der Verschiebe-Einrichtung diese Messung nicht noch einmal winkel- und  $E_1$ -Feld-abhängig durchgeführt werden. Aus einer solchen Messung hätten weitere wichtige Erkenntnisse über die Art der Abhängigkeit der Signalamplitude vom elektrischen Feld gewonnen werden können. Einige weitere Messungen zum Einfluss der Probenposition stehen in Kapitel 3.3.2.

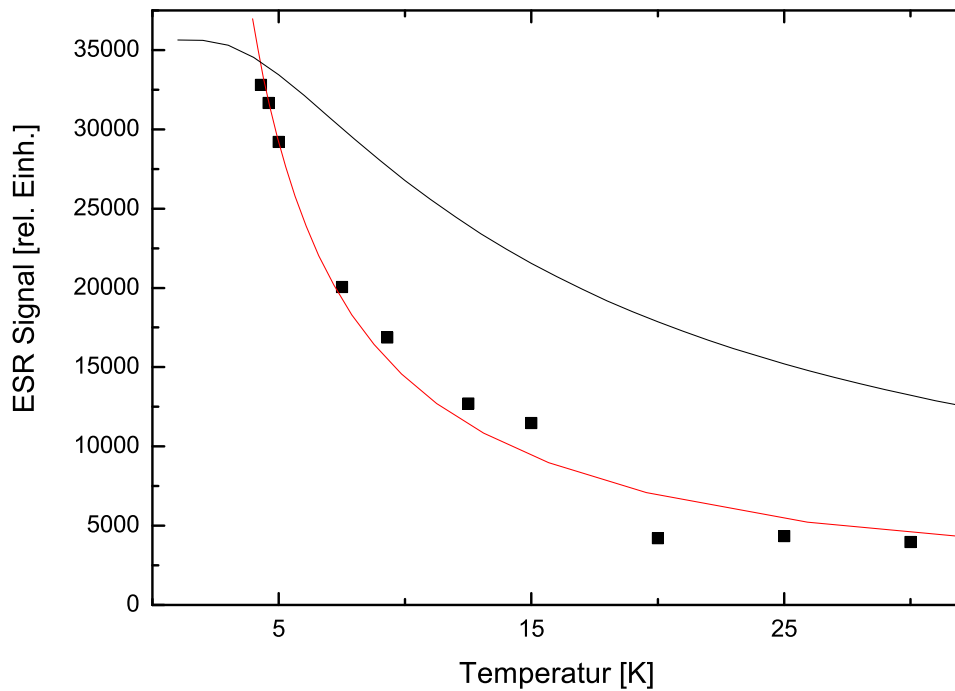
### Temperaturabhängigkeit

Aufgrund der bereits mehrfach angesprochenen technischen Probleme konnte eine Messreihe über verschiedene Temperaturen nur mit dem ARS-Kryosystem durchgeführt werden. Hier war es leider nicht möglich die Probe bezüglich ihrer Position im Resonator zu justieren. Daher war diese Messung nur in der Mitte, bei sehr geringem  $E_1$ -Feld möglich.

Abbildung 3.22 zeigt die Temperaturabhängigkeit der ESR-Amplitude.

Die rote Kurve ist eine Anpassung mit einer Curie-artigen  $1/T$ -Abhängigkeit. Diese passt die Daten gut an. Die schwarze Kurve ist wieder die gerechnete 2-D-Magnetisierung für einen Fermi-Energie von 1.2 meV. Aus der Tatsache, dass die Curie-Funktion eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten liefert, kann man zweierlei Schlussfolgerungen ziehen: 1. die Fermi-Energie des 2-D-Systems ist deutlich kleiner als zunächst angenommen, oder 2. die effektive Temperatur des Elektronensystems ist höher als die außen gemessene Temperatur der Probe. Da die Fermi-Energie eine direkte Funktion der Zustandsdichte und der Elektronenanzahl in der Probe ist, und beide aus Transportmessungen relativ gut bekannt sind [20], kann diese Möglichkeit ziemlich sicher ausgeschlossen werden. Ein 'heißes' Elektronensystem

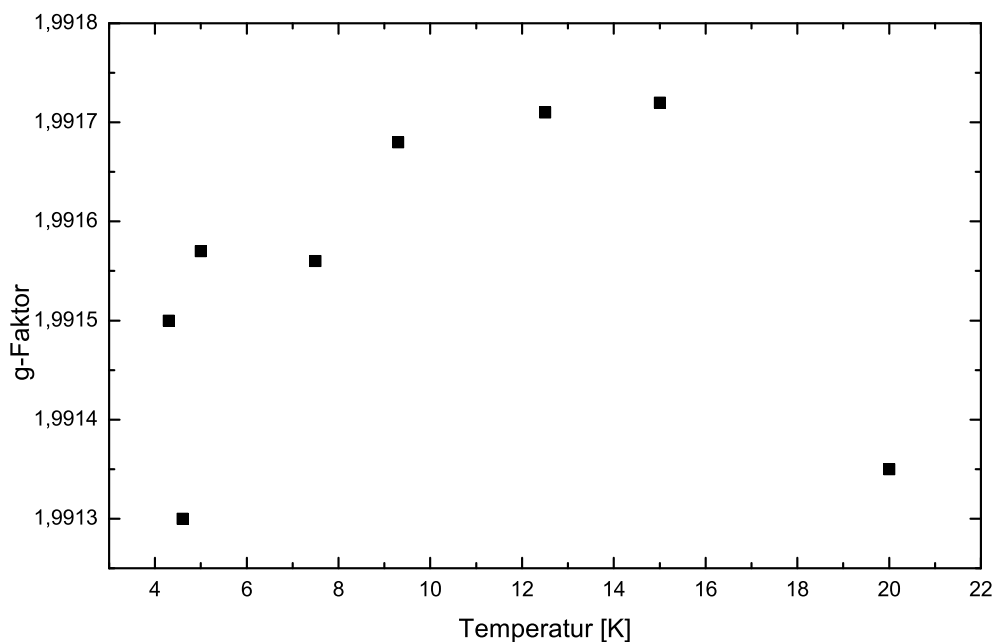




**Abbildung 3.22:** Temperaturabhängigkeit des AlAs-Signals im X-Band, nahe E-Feld-Knoten, MW-Dämpfung 0dB

könnte hingegen die gemessene Temperaturabhängigkeit plausibel machen und wäre auch konsistent mit den gemessenen Abhängigkeiten im Q-Band, da dort aufgrund der viel geringeren Mikrowellen-Feldstärken eine solche Aufheizung unwahrscheinlicher ist. Mehr dazu folgt im Kapitel 3.3.1, der Diskussion der Leistungsabhängigkeit. Der g-Faktor der QW-Elektronen wurde ebenfalls bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Abbildung 3.23 zeigt die Ergebnisse der Auswertung. Die Messungen bei Temperaturen über 20 K wurden nicht mehr berücksichtigt, da hier die Trennung der 'schmalen' und 'breiten' Linie immer schwieriger wird und eine extrem sensitive Größe wie der g-Faktor nicht mehr ausreichend genau bestimmt werden konnte.

Auch der g-Faktor zeigt eine Variation mit der Temperatur. Der Anstieg mit steigender Temperatur ist zwar nur im Bereich von  $10^{-4}$ , und damit am Rande der Messgenauigkeit bei diesem Signal-Rausch-Verhältnis und den Gegebenheiten der Auswertung, aber er ist doch eindeutig. Bei der geringen Fermi-Energie des Systems ( $T_F = 7.8\text{K}$ ) ist eine Variation der Temperatur um 20 Kelvin relevant. Über die Lage



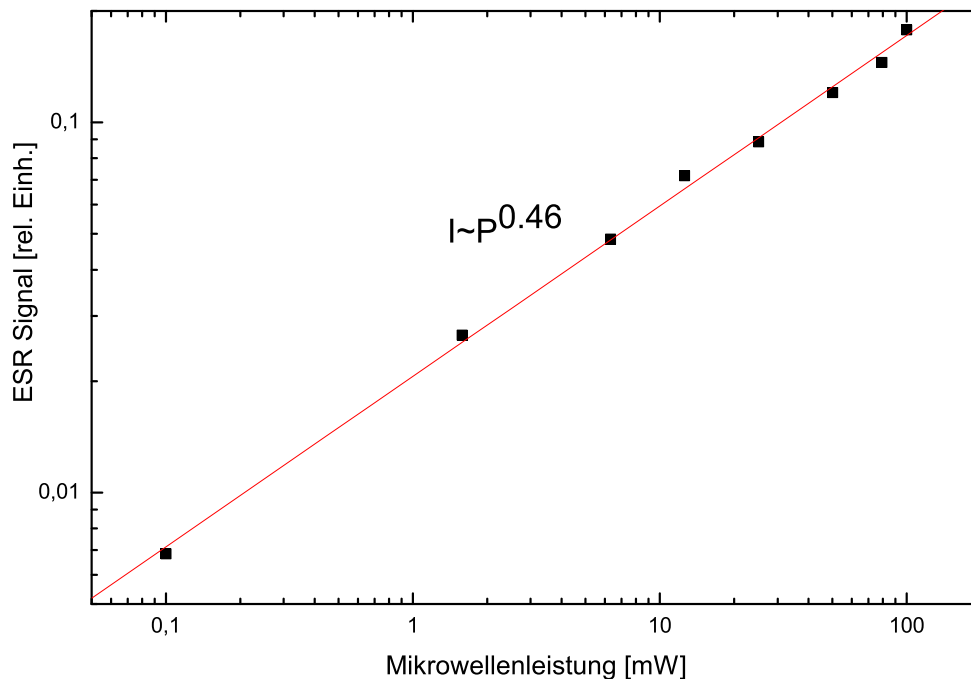
**Abbildung 3.23:** Temperaturabhängigkeit des g-Faktors des AlAs-Signals im X-Band, nahe E-Feld-Knoten, MW-Dämpfung 0dB

des ersten angeregten Subbandes im QW gibt es unterschiedliche Ansichten. Berechnet man aus der QW-Geometrie und der effektiven Masse von  $m_{eff} = 0.19$  für die in-plane-valleys, welche in QWs über 7 nm Dicke besetzt sein sollten, die Subbänder, so erhält man eine Anregungsenergie von etwa 14 meV [64]. Klipstein [70] weist jedoch auf die Möglichkeit einer Bandmischung hin, wodurch die mit  $m_{eff} = 1.1$  deutlich schwerere effektive Masse der anderen Valleys einbezogen werden müsste. Unter Verwendung dieser Masse kommt man auf eine geringere Anregungsenergie von 3.83 meV. Die Möglichkeit einer Anregung der Elektronen ins nächste Subband kann also nicht ausgeschlossen werden. Da die Wellenfunktion der Elektronen im nächsthöheren Band mehr in die Barriere eindringen, wäre eine Annäherung des g-Faktors an den Wert des freien Elektrons erklärbar.

### Leistungsabhängigkeit

Im X-Band wurden leistungsabhängige Messungen bei zwei verschiedenen Positionen der Probe bezüglich dem E-Feld des Resonators durchgeführt. Die Messungen wurden bei ansonsten annähernd gleichen Bedingungen durchgeführt. Wie bereits im Q-band

zeigt sich auch hier eine deutliche Abweichung vom 'normalen' Verhalten.



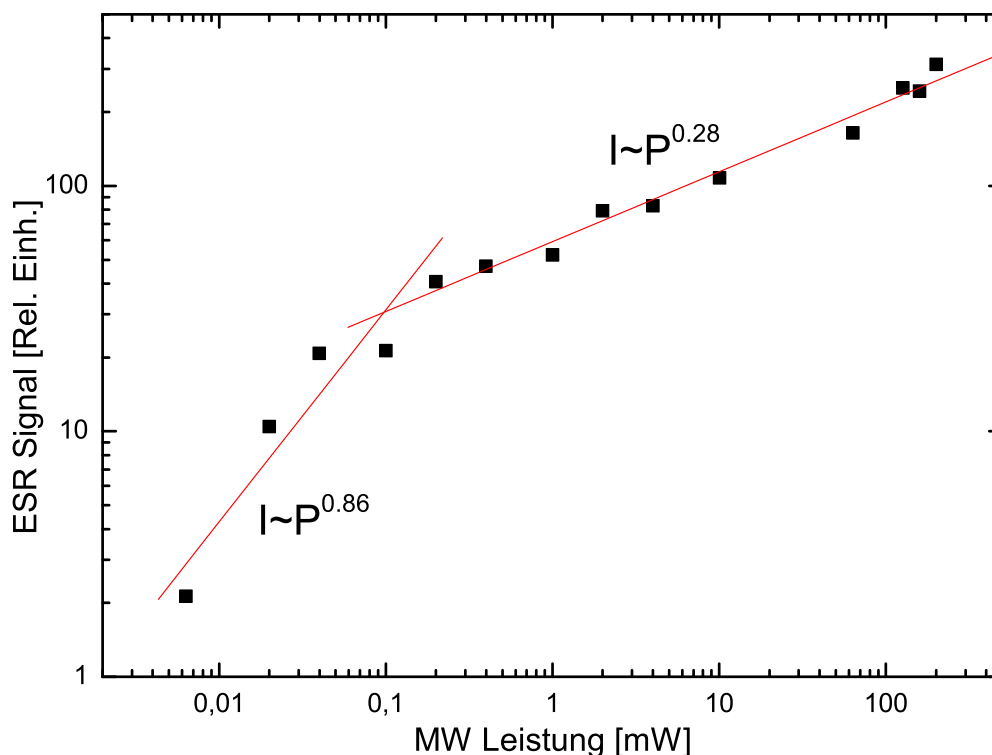
**Abbildung 3.24:** Leistungsabhängigkeit des Signals im X-Band, Probe nahe E-Feld-Knoten,  $T = 4\text{K}$

Abbildung 3.24 zeigt die Messung mit wenig elektrischem Feld im QW. Eine wurzelförmige Abhängigkeit des ESR-Signals von der Leistung wird beobachtet. Wie schon im Falle der temperaturabhängigen Messungen erhält man auch in diesem Fall für geringes elektrisches Feld ein Verhalten, wie es aus der ESR an ausgedehnten Proben bekannt ist. Die Abhängigkeit ist über den ganzen Leistungsbereich sehr gut erfüllt.

Abbildung 3.25 zeigt die Messungen mit elektrischem Feld im QW. Hier ist ein stark abweichendes Verhalten zu beobachten. Für sehr kleine Leistungen steigt die Signalamplitude zunächst steiler an als das Wurzelgesetz, fast linear. Das im Q-Band gemessene lineare Leistungsverhalten des Signals im elektrischen Feld legt nahe dass es sich auch hier um die Abhängigkeit der spinabhängigen Streuung von der Mikrowellenleistung handelt.

Für höhere Leistungen zeigt die Kurve einen deutlichen Knick und die Steigung in der doppelt logarithmischen Auftragung nimmt stark ab. Man hat nur noch eine deutlich

weniger als wurzelförmige Zunahme des ESR-Signals mit der Leistung. Ein solcher Effekt kann weder mit der Theorie der Signalentstehung von Weinzierl [23], noch mit der Analyse von Wilamowski und Jantsch [18] erklärt werden. Auch der Effekt des Rashba-Feldes liefert keine Erklärung für dieses Verhalten.



**Abbildung 3.25:** Leistungsabhängigkeit des Signals im X-Band, Probe im E-Feld,  $T = 5\text{K}$

Ein möglicher Erklärungsansatz ergibt sich aus der Temperaturabhängigkeit und der bereits im Kapitel 3.3.2 erwähnten Möglichkeit eines heißen Elektronensystems. Erhalten die Elektronen durch die steigende elektrische Feldstärke im Resonator eine effektiv höhere Temperatur als das Gitter, so würde dies eine relative Abnahme des Signals bedeuten. Bei gegebener Leistung und Gittertemperatur wäre das ESR-Signal also jeweils kleiner als erwartet. Dies würde dementsprechend zu einer flacheren Leistungsabhängigkeit der ESR führen. Diese Annahme macht allerdings nur dann Sinn, wenn Eigenschaften für die Leitfähigkeitsabnahme verantwortlich sind, welche nicht an die Gittertemperatur gebunden sind. Hierzu zählen zum Beispiel spinabhängige Streuung oder natürlich Variationen des Widerstands aufgrund des Quantenhalleff-

fekts. Ob diese ausreichend stark sind, um die gefundenen Effekte zu erklären wird in der Diskussion der Ergebnisse noch genauer erörtert.

Nachdem der g-Faktor sich mit steigender Temperatur dem Wert des freien Elektrons annähert und bei der Leistungsabhängigkeit der ESR-Amplitude die Möglichkeit einer Aufheizung des Elektronensystems über die Gitter-Temperatur diskutiert wurde, kann auch die Leistungsabhängigkeit des g-Faktors diskutiert werden. Abbildung 3.26 zeigt die Messergebnisse. Die Leistungsreihe wurde bei 4 Kelvin durchgeführt. Um die Ergebnisse mit den temperaturabhängigen Messungen zu vergleichen ist zu beachten, dass die Temperaturabhängigkeiten bei 200 mW Mikrowellenleistung durchgeführt wurden. Tatsächlich liefern sowohl die Messung aus der Temperaturreihe bei 4 Kelvin als auch die Messungen aus der Leistungsreihe bei hoher Leistung vergleichbare Ergebnisse. Die g-Faktoren bei kleinen Leistungen und 4 K sind allesamt niedriger als die bei höheren Temperaturen. Eine exakte Vergleichbarkeit ist nicht gegeben, da die Messungen an verschiedenen Tagen und mit verschiedenen Kryostaten durchgeführt wurden. Dadurch ist nicht gegeben, dass die Güte des Resonators bei beiden Messungen gleich war, und damit kann sich auch die  $B_1$ -Feldstärke unterscheiden.

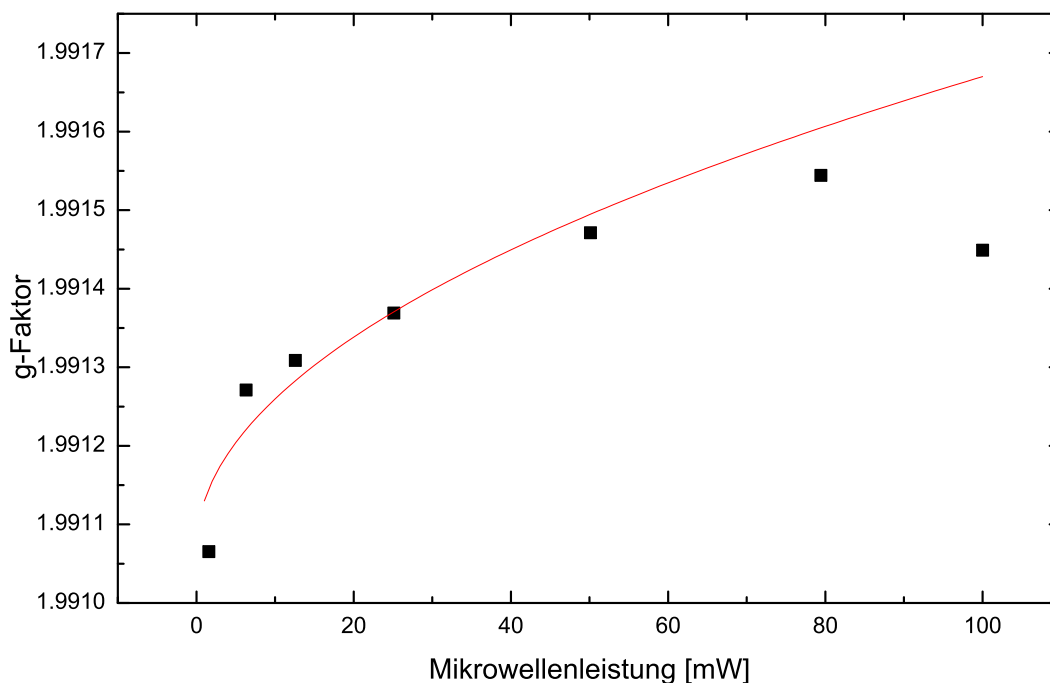
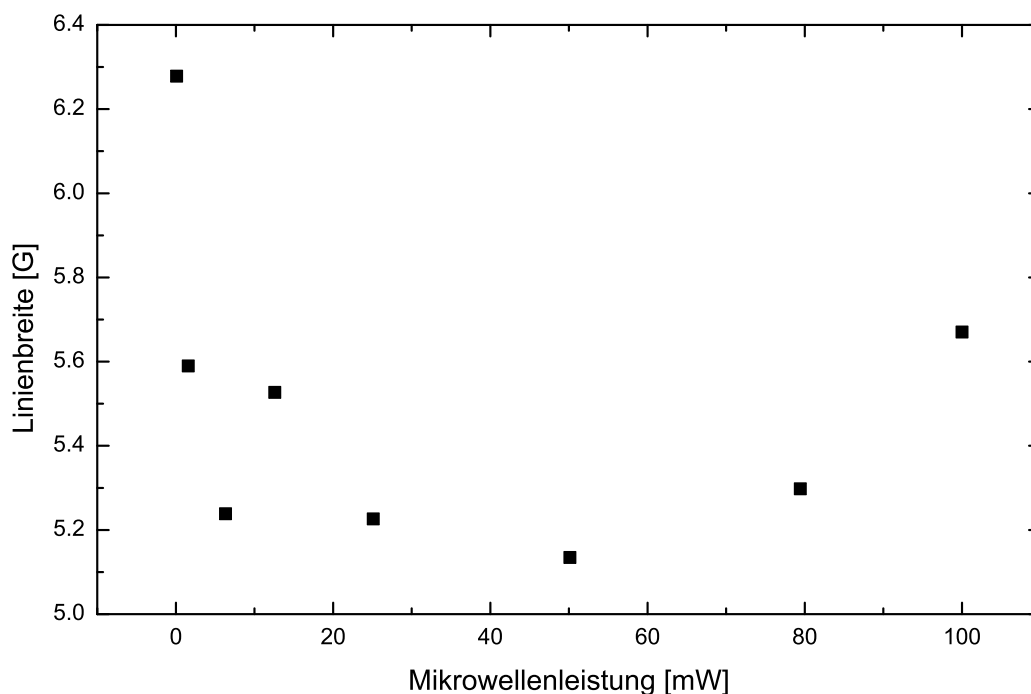


Abbildung 3.26: Leistungsabhängigkeit des g-Faktors im X-Band

Es passt also in das Bild, dass sowohl die Gitter-Temperatur, als auch hohe Mikrowellenleistungen zu einer Annäherung des g-Faktors an den Wert des freien Elektrons führen. Dies stützt die Annahme dass die Elektronen-Temperatur durch die Mikrowelle über die Gitter-Temperatur hinaus erhöht werden kann.

Mit steigender Mikrowellenleistung steigt auch die Sättigung des ESR-Übergangs. Dieser Effekt ist zwar in der hier gemessenen Probe gering, man erreicht in der Leistungsabhängigkeit der ESR-Amplitude den abflachenden Sättigungsbereich auch bei den höchsten Leistungen nicht, trotzdem wird ein gewisser Bereich des Sättigungsparameters (siehe Kapitel 2.2.1 durchlaufen. Die Linienbreite zeigt hier ein ähnliches Verhalten wie im Q-Band. Die Messergebnisse sind in Abbildung 3.27 dargestellt.



**Abbildung 3.27:** Leistungsabhängigkeit der Linienbreite im X-Band, nahe am E-Feld-Knoten

Für kleine Leistungen fällt die Linienbreite zunächst ab, um dann wieder zu großen Leistungen hin leicht anzusteigen. Das Verhalten war im Q-Band deutlich stärker ausgeprägt, qualitativ jedoch gleich. Die Variation beträgt zwar nur etwa 1 Gauss, bei der in dieser Anordnung gemessenen Linienbreite ist das jedoch schon etwa ein fünftel der Breite. Fürs erste soll hier die Erklärung aus Kapitel 3.3.1 genügen. Eine abschließende Diskussion erfolgt in Kapitel 3.4.

### Verschiebemessungen

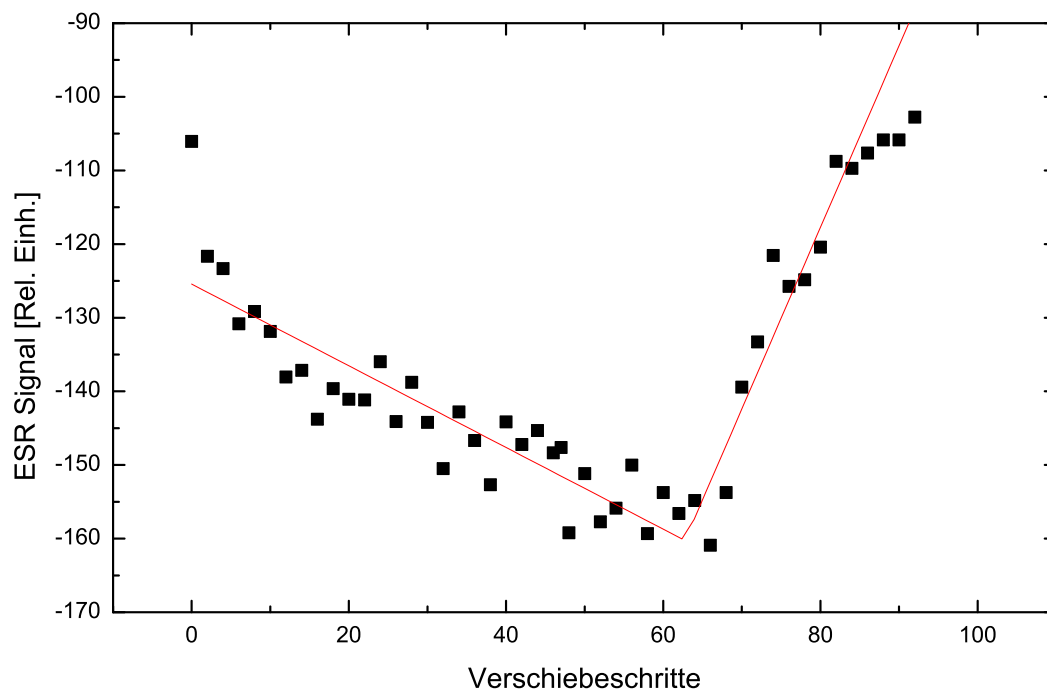
Durch die Erfahrungen am 2-D-System in SiGe (siehe Kapitel 2.2.1) war bekannt, dass das elektrische Feld im Resonator einen erheblichen Einfluss auf die ESR-Messungen an dünnen, hoch leitfähigen Systemen hat. Im Q-Band ist es einfach möglich, die Probe von einer fast  $E_1$ -Feld freien Position direkt ins Maximum des elektrischen Feldes zu bringen. Allerdings muss dies konstruktionsbedingt durch Unterlegen von Teflon-Stücken erfolgen. Hierzu muss der Probenkopf auf Raumtemperatur gebracht, ausgebaut und teilweise zerlegt werden. Daher ist die Ausgangssituation zweier Messungen nie exakt gleich, der Parameter 'Lage im E-Feld' kann also nicht einfach und auch nicht unabhängig variiert werden. Die Ergebnisse, die dort einander gegenüber gestellt wurden sind also stets 'extreme' Gegensätze.

Für das X-Band-Spektrometer stand eine von C. Weinzierl [23] für seine Dissertation angefertigte Einrichtung zur Verfügung, die es erlaubt die Probe innerhalb des Resonators zu positionieren. Durch die Geometrie des Kryostaten kann die Probe lediglich um etwa einen halben Millimeter aus ihrer Mittelposition ausgelenkt werden. Außerdem kann man während des Experiments nicht feststellen an welcher Position die Probe gerade ist. Eine weitere Komplikation ergibt sich wenn der Probenstab nicht genau senkrecht in der Vorrichtung gehalten wird: man gelangt unter Umständen nur von der Mittellage an den einen Rand, die gegenüberliegende Seite wird aber nicht erreicht. Dies war bei den nachfolgenden Messungen der Fall. Zu Beginn der Messung (keine Verschiebung) war der Probenstab schräg gegen das Quarzröhrchen des Kryostaten verspannt. Mit zunehmender Verschiebung löst sich zunächst nur die Verspannung, ohne dass sich die Probe bewegt. Dann bewegt sich die Probe von der Mittellage weg auf den Rand zu. Der Rand des Quarzröhrchens wurde erreicht, die Probe konnte sich nicht weiter bewegen.

Für eine rein durch das magnetische Wechselfeld detektierte ESR-Linie sollte die Amplitude über der hier erreichbaren Verschiebung gar nicht variieren, da die  $B_1$ -Feldstärke sich in diesem Bereich praktisch nicht ändert. Der Resonator wurde vor jeder Messung wieder kritisch gekoppelt, die Resonatorgüte zeigte keine nennenswerte Änderung.

Abbildung 3.28 zeigt die Amplitude des ESR-Signals der 'schmalen' Linie über der Verschiebung. Das Maximum der ESR-Amplitude liegt bei einer Verschiebung von etwa 63 Schritten, wobei jeder Schritt etwa  $10 \mu\text{m}$  entspricht. Das ergibt für die größte ESR-Amplitude eine Verschiebung von etwa 0.63 mm, was etwa der maximalen Verschiebung innerhalb des Quarzröhrchens entspricht. Bereits etwas vor dieser Position begann der Resonator stärker zu verkoppeln was darauf schließen lässt dass nun der

Probenstab das Quarzröhrchen verschiebt. Dieses stellt durch sein großes Volumen dielektrischen Materials eine massive Veränderung der Resonatoranpassung dar.



**Abbildung 3.28:** AlAs Signal im X-Band, Schwarz: Signalamplitude der schmalen Linie über Verschiebung; Rot : lineare Näherung

Bei der hier gezeigten Messung zerbrach am Ende (bei Position 95 etwa) das Quarzröhrchen). Das Signal nimmt also in dem Bereich, in dem die Probe störungsfrei positioniert werden konnte, mit steigendem elektrischen Feld annähernd linear zu. Bei den Messungen von Weinzierl im SiGe [23] gelang es das Signal in der exakten Mittelposition praktisch zu unterdrücken. In dieser Probe bleibt ein Signal von etwa 60 % der maximalen Amplitude übrig. Es konnte leider nicht mehr abschließend geklärt werden, ob dies darauf zurückzuführen war dass die Probe nie exakt in der Mitte war, oder ob dies tatsächlich das remanente Signal bei reinem Magnetfeld ist. Der Verlauf der Daten in Abbildung 3.28 deutet eher darauf hin, dass aufgrund des leicht asymmetrischen Einbaus die Mitte nicht erreicht wurde. Wie schon mehrfach erwähnt, wurde der einzige Kryostat auf den diese Verschiebeeinrichtung passt irreparabel beschädigt, bevor weitergehende Messungen durchgeführt werden konnten. Die Messergebnisse von Weinzierl ergaben einen quadratischen Verlauf der ESR-Amplitude von der Mittellage ausgehend. Dieser wird erklärt durch die lineare



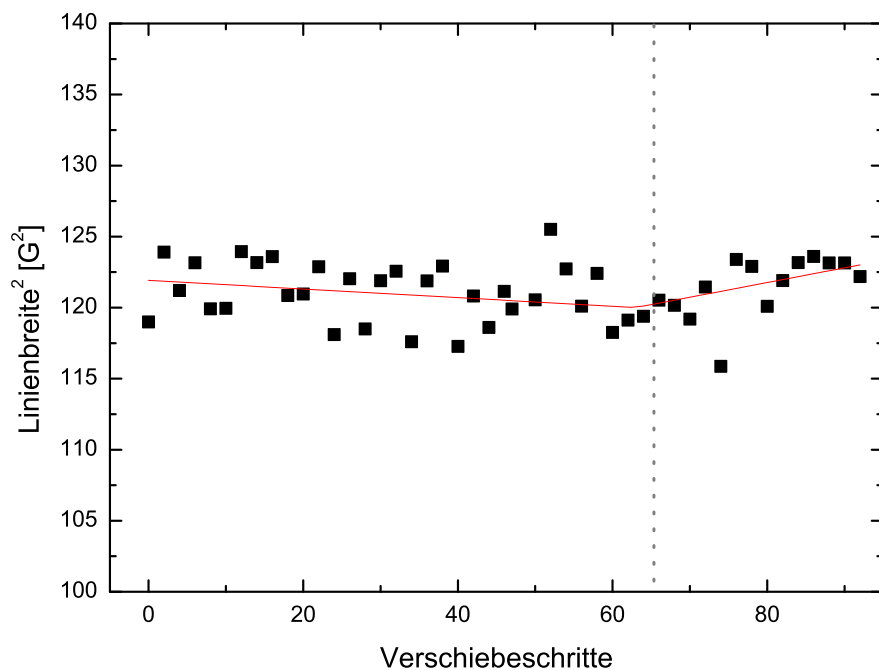
Abhängigkeit des über spinabhängige Streuung nachgewiesenen ESR-Signals von der Mikrowellenleistung. Dem entspricht eine quadratische Abhängigkeit vom elektrischen Feld. Eine eindeutige Festlegung einer solchen Abhängigkeit gelingt aufgrund der mangelnden Daten rund um die Mittellage nicht. Für kleine Verschiebungen scheint hier das Signal linear mit dem elektrischen Feld anzuwachsen, was der Abhängigkeit des Signals von der Mikrowellenleistung für kleine Leistungen und einer Position nahe des  $E_1$ -Feldknotens entspricht. Für größere Abweichungen von der Mittellage weicht das Signal von der linearen Näherung ab. Für kleine Werte der Verschiebung steigt das Signal mehr als linear mit der Verschiebung an, was mit der, für große elektrische Felder erwarteten, linearen Leistungsabhängigkeit des Signals gut übereinstimmt. Zu großen Verschiebungen hin ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass eine Störung durch das Quarzröhrchen, wie oben beschrieben, die Abhängigkeit beeinflusst.

Wie in Abbildung 3.29 dargestellt, hat die 'schmale' Linie in diesem Aufbau, also im elektrischen Feld eine Breite von etwa 11 Gauss (aufgetragen ist das Quadrat der Linienbreite), die sich über der Verschiebung wenig, aber bemerkbar, ändert. Die Differenz zur Linienbreite in den Messungen ohne die Verschiebeeinrichtung ist mit 4 Gauss sehr groß. Mögliche Erklärungen für diese Differenz sind zum Einen der Einfluss des elektrischen Feldes, zum Anderen eine von außen induzierte Magnetfeld-Inhomogenität durch die Verschiebeeinrichtung. Letzteres ist zwar prinzipiell denkbar, da einige Teile der Verschiebeeinrichtung nicht zweifelsfrei nichtmagnetisch sind, allerdings nicht sehr wahrscheinlich, da dann auch die Linienposition stark von der Probenposition abhängen müsste, was nicht der Fall war.

Da man aus dem Verlauf der Signal-Amplitude über der Verschiebung (Abbildung 3.28) bereits weiß wo das Minimum der elektrischen Feldstärke  $E_1$  im Resonator liegt, kann eine Anpassung trotz des starken Rauschens der Daten erfolgen. Die Variation der Linienbreite mit der Position kann physikalisch sinnvoll nur durch eine Sättigungsverbreiterung der Linie erklärt werden. Im Falle einer lorentzförmigen, also homogen verbreiterten Linie, ändert sich die Breite gemäß [71]

$$(\Delta B)^2 = (\Delta B^0)^2 \cdot (1 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2) \quad (3.3)$$

wobei  $\Delta B^0$  die ungestörte Linienbreite ist. Da in dem Modell der Detektion der ESR über den Rashba-Effekt das effektive  $B_1$ -Feld dem elektrischen Feld im Resonator proportional ist, folgt eine lineare Abhängigkeit des Linienbreitenquadrats vom elektrischen Feld  $E_1$  und damit von der Verschiebe-Position. Da bereits der Effekt der Position im Resonator auf die Amplitude der Linie deutlich geringer war als von



**Abbildung 3.29:** AlAs Signal im X-Band, Quadrat der Linienbreite der schmalen Linie über Verschiebung; Schwarz: Messdaten; Rot: Anpassung, Minimum der Breite aus Abbildung 3.28 bestimmt.

Weinzierl [23] am SiGe gemessen, passt auch diese schwache, aber dennoch klar vorhandene Abhängigkeit gut ins Gesamtbild aller Messungen.

## 3.4 Diskussion

### 3.4.1 g-Faktor

Der g-Faktor ist im allgemeinen die physikalisch interessanteste Größe, welche einer ESR-Messung entnommen werden kann. Die hier gefundenen g-Faktoren von 1.991 im X-band sowie 1.989 im Q-band passen gut zu dem an Exzitonen in einer vergleichbaren Probe von van Kesteren [26] gemessenen Wert von 1.89. Wenn die Barriere einen Einfluss auf den g-Faktor hat, scheint es plausibel, dass Barrieren mit einem g-Faktor von -0.4 (GaAs) wie im Falle von van Kesteren zu einem niedrigeren g-Faktor führen als AlGaAs Barrieren. Böttcher et al. geben einen g-Faktor von 1.96 für massives  $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$  an.

In einem idealen AlAs-Quantentopf ohne Barrieren könnte man einen g-Faktor nahe dem Wert  $g_{frei} = 2.0023$  des freien Elektrons erwarten, da das AlAs ein indirekter Halbleiter ist und die Elektronen in ihren X-Tälern nur wenig Wechselwirkung mit den Nachbarn spüren. Zuverlässige theoretische Vorhersagen zum Beispiel durch k-p-Theorie gibt es kaum. Die benötigten Matrixelemente sind nicht gut genug bekannt, um hinreichend gute Ergebnisse zuzulassen.

Eine einfache Abschätzung für den g-Faktor ergibt sich, wenn man davon ausgeht, dass die Elektronen im QW einen g-Faktor von 2 haben und für die Elektronen in der  $Al_{0.45}Ga_{0.55}As$  Barriere einen Wert von 0.6 annimmt. Dieser Wert ergibt sich aus einer Extrapolation von systematischen Messungen von Weisbuch [43] an  $Al_xGa_{1-x}As$ -Proben verschiedener Stöchiometrie.

Die Wellenfunktion der QW-Elektronen im Grundzustand dringt etwa 1.58 % (mit einem Poisson-Schrödinger-Solver berechnet [64]) in die Barriere ein. Einfaches Gewichten der g-Werte von 2.0023 (Well) und 0.6 (Barriere) ergibt einen g-Faktor von 1.98. Da die von Weisbuch gemessenen Werte für Elektronen am  $\Gamma$ -Punkt gelten und bei der Zusammensetzung der Barrieren in dieser Probe  $\Gamma$ - und X-Minimum fast entartet sind, kann man in der Barriere eher einen etwas höheren g-Faktor annehmen. Das Ergebnis kommt dem hier gemessenen Wert dann noch näher.

Die Frage ob man bei dieser Konfiguration ein einzelnes Signal am 'Schwerpunkt' der beiden g-Faktoren misst oder zwei einzelne Signale jeweils bei  $g=0.6$  und  $g=2$  lässt sich durch eine einfache Betrachtung klären. Wenn die Elektronen schnell über die beiden g-Zustände mitteln, so wird man eine einzelne schmale Linie bekommen. Bei sehr langsamem Austausch zwischen Well und Barriere erwartet man 2 getrennte Linien. Zunächst kann man die Fermi-Energie der Elektronen im Well benutzen um eine Abschätzung für die Mittelungsfrequenz zu bekommen. Eine Fermi-Energie von  $E_F = 1.34$  meV (aus den Transportmessungen von Lok [20]) führt zu einer Fermigeschwindigkeit von

$$v_F = \sqrt{\frac{2E_F}{m^*}} = 2.4 * 10^4 \frac{m}{s} \quad (3.4)$$

Wählt man die Dicke des Quantentopfes  $d_{QW} = 15$ nm als Längenskala, so bekommt man eine Mittelungsfrequenz von  $\nu_{avg} = \frac{v_F}{d_{QW}} = 1.6 * 10^{12} s^{-1}$ . Die Mittelung ist also erheblich schneller als die Larmorfrequenz von  $\nu_L = 9 * 10^9 s^{-1}$  im X-Band und  $\nu_L = 3.4 * 10^{10} s^{-1}$  im Q-Band und man erwartet eine einzelne Linie bei dem gemittelten g-Faktor.

### 3.4.2 Einfluss des elektrischen Feldes

Der Einfluss des elektrischen Feldes auf die ESR-Messung wurde in den vorhergehenden Abschnitten immer wieder angesprochen. C. Weinzierl hat in seiner Doktorarbeit [23] wichtige Aspekte dieses Einflusses ausführlich diskutiert. Allerdings lieferten die dort gemachte Abschätzungen keine ausreichend großen Effekte, um die gemessenen Signalamplituden zu erklären. Ich zitiere einige wichtige Passagen frei und kommentiere jeweils die Bedeutungen für die Messungen dieser Arbeit.

Weinzierl hat den Einfluss durch das elektrische Feld wie folgt betrachtet: Das ESR-Signal entsteht in 'normalen' Messungen durch Absorption von Leistung aus dem Mikrowellenfeld im Resonator. Diese Leistung wird durch Magnetfeld-induzierte magnetische Dipolübergänge absorbiert. Bringt man die Probe nun in ein elektrisches Feld, so entstehen im Resonator weitere elektrisch bedingte ohmsche Verluste. Diese Verluste führen ebenfalls zu einem ESR-Signal, falls ihre Größe sich resonant ändert. Dies kann zum Beispiel der Fall sein, wenn die Streuung der Elektronen untereinander spinabhängig ist. Man erhält dann eine Änderung der Leitfähigkeit der Probe und damit auch der ohmschen Verluste in Resonanz, die gegenüber den magnetischen Verlusten beträchtlich sein kann. Für die in den Testmessungen (Kapitel 2.2.1) erwähnte SiGe Probe ergab sich eine Verstärkung des ESR-Signals um einen Faktor 27.

Weiterhin kann in Proben hoher Beweglichkeit das elektrische Feld des Resonators einen Strom in der Probe induzieren. Eine stromdurchflossene Fläche erzeugt ihrerseits ein Magnetfeld, das in der selben Richtung wie das Resonatormagnetfeld liegt. Es ist lediglich um 90 Grad in der Phase verschoben. Eine solche Phasenverschiebung würde sich in einer ESR-Messung als Dispersionsanteil in der Linie bemerkbar machen. Eine dispersive Linienform könnte also durchaus durch dieses Modell erklärt werden.

Weinzierl konnte an der sehr schmalen SiGe-Linie auch die Linienbreiten sehr gut auswerten. Hierbei zeigte sich, dass die berechneten elektrischen  $E_1$ -Felder und die durch sie verursachten Magnetfelder viel zu klein sind, um die Signal-Amplituden sowie die Linienbreiten zu erklären.

Ein alternatives Model bietet Yafet [40] an, nachdem in Halbleitern mit großer Spin-Bahn-Kopplung Energie über die Spin-Bahn-Kopplung effizient direkt aus dem elektrischen Feld absorbiert werden kann. Das dort betrachtete System InSb ( $g=-50$ ,  $\mu = 50\text{m}^2/\text{Vs}$ ) ergibt eine Signalverstärkung um einen Faktor 5. Es ist allerdings aufgrund der im AlAs deutlich geringeren Spin-Bahn-Wechselwirkung zweifelhaft, ob der Effekt für die hier beobachteten Einflüsse als Erklärung in Frage kommt.

Den entscheidenden Ansatz, um die E-Feld-Effekte der Messungen erklären zu können, liefert der Bychkov-Rashba-Effekt. Das durch ihn verursachte Magnetfeld sorgt zum

Einen für eine viel stärkere direkte ESR-Anregung, zum Anderen verstärkt es auch die Detektion durch elektrische Absorption, die oben angesprochen wurde.

### Bychkov-Rashba-Effekt

Um abschätzen zu können, ob das durch den Rashba-Effekt erzeugte Magnetfeld ausreichend groß ist, um die ESR-Übergänge effizienter induzieren zu können als das  $B_1$ -Feld des Resonators selbst, muss seine Amplitude bestimmt werden.

Zunächst soll kurz die Geometrie des QWs in dem Standard-Rechteck-Resonator definiert werden. In Kapitel 2.1, speziell in Abbildung 2.4, wird das Koordinatensystem eingeführt, das den folgenden Berechnungen zugrunde liegen wird.

- Auf Grund der Einbaulage des Resonators, die nicht verändert werden kann, liegt das äußere Magnetfeld  $B_0$  in x-Richtung.
- Die Probe wird entlang der z-Achse in den Resonator eingeführt. Sie kann daher auch um die z-Achse gedreht werden.
- Die y-Richtung ist die Richtung, in der das elektrische Feld im Resonator linear von der Mitte aus zunimmt. Durch Verschieben entlang y, kann die Probe also ins elektrische Feld oder aus ihm heraus gebracht werden.
- Das Mikrowellen-Magnetfeld  $B_1$  liegt in z-Richtung, das E-Feld der Mikrowelle in x-Richtung.
- Die 2-dimensionale Schicht liegt daher entweder in der x-z- oder der y-z-Ebene. Um einen Strom in der 2-D-Schicht zu erhalten muss die Schicht parallel zu  $E_1$  liegen, also in der x-z-Ebene.  $e_{QW}$  ist also  $e_y$ . Die QW-Elektronen bekommen eine E-Feld induzierte  $k_x$ -Komponente.
- Nach Gleichung 1.62 ergibt sich ein effektives Rashba-Feld entlang der z-Richtung. Es ist parallel zum Mikrowellen-Magnetfeld des Resonators und kann daher Spin-Flips verursachen.
- Das Feld, welches durch den Dresselhaus-Term erzeugt wird ist parallel zum äußeren Feld, und kann daher keine ESR-Übergänge treiben.

Die Rashba-Konstante  $\alpha_{BR}$ , welche die Kopplungsstärke und damit die Größe des effektiven Feldes bestimmt, ist für die AlAs-Probe nicht bekannt. Als erste Näherung wird der Wert verwendet, den Wilamowski in [19] in SiGe-QWs gemessen hat. Da  $\alpha_{BR}$  proportional zu Spin-Bahn-Aufspaltung ist, und diese in AlAs etwa 8 mal so groß wie

in SiGe ist, sollte dieser Wert den Effekt deutlich unterschätzen. Wilamowski misst einen Wert von  $\alpha = 0.55 \cdot 10^{-12} \text{ eVcm} = 0.55 \cdot 10^{-14} \text{ eVm}$  oder  $\alpha = 8.8 \cdot 10^{-34} \text{ JVm}$ . Weinzierl [23] hat ein maximal erreichbares elektrisches Feld am Rande des Quarz-Röhrchens im Resonator von  $E_1 = 528 \text{ V/m}$  bei einer Mikrowellenleistung von  $P_{MW} = 100 \text{ mW}$  bestimmt. Die Leitfähigkeit der Elektronen im QW der Aluminiumarsenid Probe ist  $\mu = 12.5 \text{ m}^2/\text{Vs}$  bei 4 K. Die effektive Masse der Elektronen ist  $m^* = 0.46 \cdot m_e$ , die effektive Zyklotronmasse. Die Elektronendichte ist  $n = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ .

Um den zusätzlichen k-Vektor zu berechnen, welchen das Elektron durch das  $E_1$ -Feld erhält, geht man in einfacher Näherung wie folgt vor:

Man berechnet den Impuls des Elektrons aus der Geschwindigkeit im elektrischen Feld und dividiert durch  $\hbar$  um den k-Vektor zu erhalten. Dieser Impuls kann in einer sehr einfachen Näherung wie folgt abgeschätzt werden:

$$p = \hbar \mathbf{k}$$

$$\mathbf{k}_x = \frac{e \cdot |E_1|}{\hbar f}$$

$$= 1.29 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} \tag{3.5}$$

$$\tag{3.6}$$

Die Impulsmodulation der Elektronen beträgt in diesem Fall etwa 14 % des Fermi-k-Vektors (Fermienergie = 7.8 K). Sie ist also von beachtlicher Größe. Dieser Wert ist allerdings die Folge einer sehr einfachen Näherung. Zum Einen können nicht alle Elektronen dem schnellen Wechselfeld folgen, man erwartet eine Verteilung von k-Werten. Zum Anderen werden die Elektronen durch Streuung immer wieder gebremst und durch die Zyklotron-Bewegung abgelenkt. Daher sollte der k-Wert kleiner sein als die obige Abschätzung, und er muss außerdem vom Magnetfeld abhängig sein. Weiterhin wird der maximale theoretische Wert des elektrischen Feldes im Resonator wahrscheinlich nicht erreicht, da die Probe nicht ideal positionierbar angebracht war. Von G. Denninger wurden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt [67], welche direkt die Bewegungsgleichungen der Elektronen im Magnetfeld und im elektrischen Wechselfeld in semiklassischer Näherung numerisch integrieren. Folgende Annahmen gehen in die Simulation ein:

- Magnetfeld steht immer senkrecht auf der QW-Ebene
- Isotrope Streuung
- Der Impuls nach einem Streu-Ereignis ist  $k_F$

- Diskrete Integration der klassischen Bewegungsgleichungen über 5 Perioden der Mikrowelle
- Feldstärke des elektrischen Mikrowellenfeldes  $E_1 = 200\text{V/m}$
- Streuzzeit  $\tau = 3.3 \cdot 10^{-11}$

Aus der Streuzzeit und der Länge der Zeitschritte, welche zur Integration verwendet werden, kann die Streuwahrscheinlichkeit pro Zeitschritt abgeleitet werden. In der Simulation wird dann in jedem Zeitschritt gewürfelt, ob ein Streu-Ereignis stattfindet, oder ob sich das Elektron ungestört bewegt. Im Falle eines Streu-Ereignisses wird zufällig eine Richtung bestimmt, in die das Elektron sich dann mit der Fermigeswindigkeit bewegt. Diese Näherung beschreibt Streuung von Leitungselektronen bei tiefen Temperaturen sehr gut, da die Anfangs- und Endzustände für den Streuprozess nahe an der Fermienergie liegen. Als effektive Masse der Elektronen wird die mittlere Zyklotronmasse verwendet, die Anisotropie des effektiven Massen-Tensors wird nicht explizit berücksichtigt.

Für jedes Elektron wird die Bewegung über 5 Perioden der Mikrowelle aufgezeichnet. Um ein aussagekräftiges Ergebnis zu erhalten wird über 1000 Elektronen gemittelt. Das Ergebnis der Simulation ist der mittlere Geschwindigkeitsvektor der Elektronen zu jedem Zeitschritt. Aus diesem kann mit Hilfe der Dispersionsrelation der k-Vektor gewonnen werden.

Abbildung 3.30 zeigt die Abhängigkeit des vom  $E_1$ -Feld erzeugten k-Vektors vom Magnetfeld. Das breite Maximum der k-Modulation entspricht der Zyklotron-Resonanz. Da im X-Band bei 9.7 GHz die Probe mit der QW-Ebene parallel zum Magnetfeld steht, tritt hier keine Zyklotron-Resonanz auf. Das effektive B-Feld ist in dieser Geometrie immer Null. Die Abhängigkeit ist hier nur zum Vergleich mit den Q-Band-Daten aufgetragen. Im Q-Band liegt die Probe mit der QW-Ebene senkrecht zum  $B_0$ -Feld und es tritt eine Zyklotron-Bewegung auf. Hier muss also das Magnetfeld für die Betrachtungen berücksichtigt werden.

Denninger erhält für die oben angeführten Bedingungen eine Modulation des k-Vektors von  $k_x = 2.2 \cdot 10^6\text{m}^{-1}$  bei  $f = 9.7\text{ GHz}$ , sowie von  $k_x = 4 \cdot 10^5\text{m}^{-1}$ , bei  $f = 34\text{ GHz}$  und  $B_0 = 1.2\text{ Tesla}$ , wie aus Abbildung 3.30 zu entnehmen ist.

Um aus dem k-Vektor der Elektronen das Rashba-Feld zu bestimmen, benötigt man den Kopplungsparameter  $\alpha$ . Da dieser für AIAs nicht bekannt ist, wird für eine erste Abschätzung der Wert für SiGe,  $\alpha = 0.55 \cdot 10^{-12}\text{ eVcm}$  verwendet. Da dieser Parameter mit der Spin-Bahn-Aufspaltung skaliert, und diese im AIAs deutlich größer ist als im SiGe, ist dies eine untere Abschätzung.

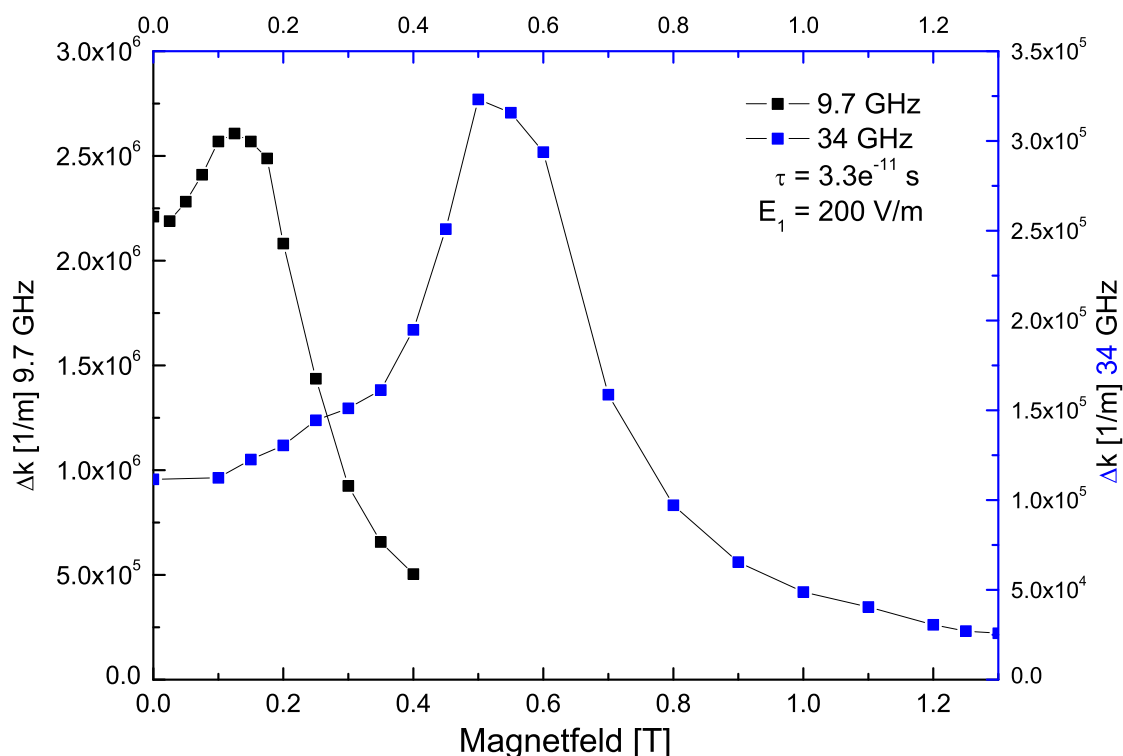


Abbildung 3.30: Modulation des k-Vektors durch das  $E_1$ -Feld. Bild: G. Denninger

Aus den folgenden Gleichungen wurde die Richtungsabhängigkeit des Feldes herausgenommen. Das Rashba-Feld zeigt in der hier verwendeten Geometrie, wie oben ermittelt, in die  $z$ -Richtung.

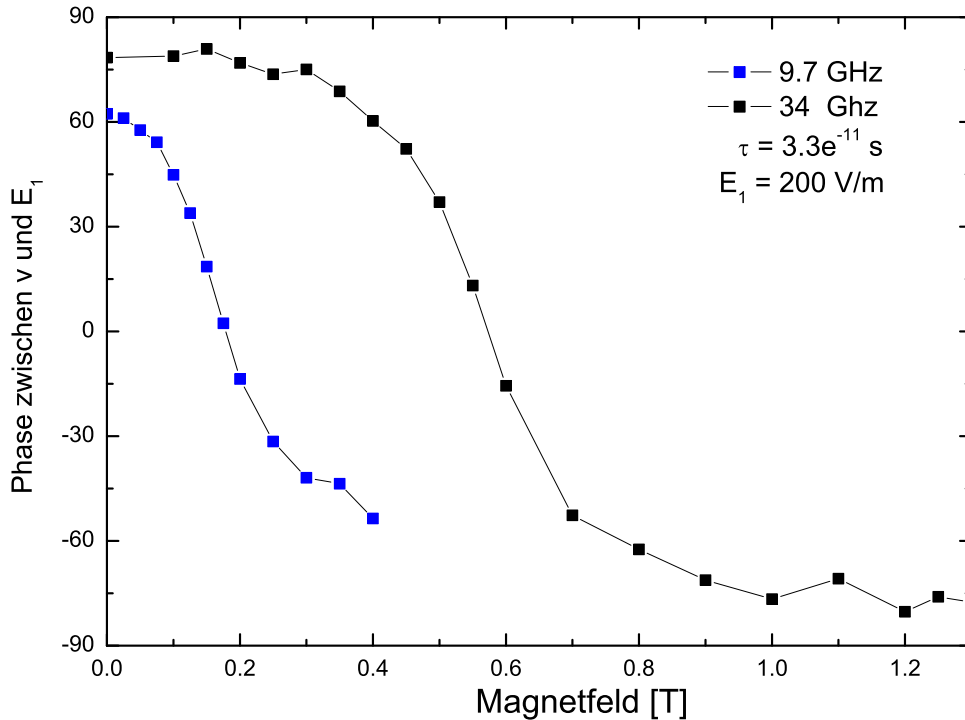
$$\mathbf{H}_{BR} = \frac{2\alpha}{g_0\mu_B} \cdot k_x = \frac{2\alpha}{g_0\mu_B} \cdot \frac{e \cdot |E_1|}{hf} \quad (3.7)$$

Die Werte aus der Simulationsrechnung von Denninger [67] liefern ein Rashba-Feld von etwa 7.7 Gauss bei 9.7 GHz und etwa 4.4 Gauss bei 34 GHz. Diese Werte sind in sehr guter Übereinstimmung mit den Messergebnissen, sie liefern auch einen möglichen Anhaltspunkt für die sehr große Linienbreite, da diese, gerade im X-Band, durch das sehr starke Anregungsfeld bedingt sein könnten.

Diese Abschätzung legt nahe, dass das Rashba-Feld für hochbewegliche Elektronensysteme groß genug ist, um effizient ESR-Übergänge zu treiben.

Ein weiteres Ergebnis der Simulationen ist eine Phasenverschiebung zwischen der Bewegung der Elektronen und dem elektrischen Mikrowellenfeld (siehe Abbildung 3.31), die durch die Streuung und die Zyklotron-Bewegung entsteht. Da die ESR nicht





**Abbildung 3.31:** Relative Phase der Elektronengeschwindigkeit zum  $E_1$ -Feld. Bild: G. Denninger

durch das Resonatormagnetfeld  $B_1$  getrieben wird, sondern über den Rashba-Effekt, spielt die Korrelation des  $k$ -Vektors, den die Elektronen durch das  $E_1$ -Feld bekommen, mit dem  $E_1$ -Feld selbst eine Rolle für die Phase des ESR-Signals. Für die Situation im X-Band ergibt sich ein effektives Magnetfeld von Null, da die Probe mit dem 2-D-System parallel zum Hauptmagnetfeld  $B_0$  steht, somit also keine Zyklotron-Resonanz auftritt. Es tritt also keine magnetfeldbedingte Phasenverschiebung auf. Lediglich die Streuung führt zu einer Phasenverschiebung von 60 Grad zwischen der Bewegung der Elektronen und dem elektrischen Feld. Sie wird aus der Korrelation, ausgedrückt als

$$\arctan \frac{\langle v_x(t) \cdot E_1(t) \rangle}{\langle v_x(t) \rangle \cdot \langle E_1(t) \rangle} \quad (3.8)$$

berechnet. Bei 34 GHz im Q-Band hingegen steht die QW-Ebene senkrecht auf  $B_0$  und die Zyklotronresonanz tritt auf. Es entsteht eine Phasenverschiebung von etwa -70 Grad bei 1.2 Tesla. Sie lässt sich anschaulich wie folgt erklären: Für Elektronen ohne Streuung und ohne die Lorentzkraft ist die Beschleunigung immer in Phase mit dem beschleunigenden elektrischen Feld. Die Geschwindigkeit ist dann genau um 90 Grad außer Phase. Es wird keine Energie aus dem Feld absorbiert. Mit zunehmender

Streuung und größere werdender Ablenkung der Elektronen durch das Magnetfeld, sinkt die Korrelation des Geschwindigkeit mit dem elektrischen Feld. Für sehr starke Streuung (sehr kurze Streuzeiten) ist die Geschwindigkeit genau mit dem Feld in Phase, es wird maximale Energie aus dem Feld absorbiert (ohmscher Fall). Die Simulation reproduziert dieses Verhalten korrekt (hier nicht dargestellt). Durch die Zyklotron-Bewegung der Elektronen im Magnetfeld wird die Korrelation der Geschwindigkeit mit dem Feld ebenfalls geringer, da der Anteil der Geschwindigkeit senkrecht zum elektrischen Feld zunimmt.

Aus der Differenz der Phasenverschiebungen von 130 Grad kann abgeleitet werden dass die Signale in X- und Q-Band bezüglich der Mikrowelle unterschiedliche Phasenlagen haben müssten und somit verschiedene Absorptions- und Dispersionsanteile haben sollten. Die absolute Phasenlage kann nicht einfach bestimmt werden, da die Diode über den Nebenarm der Brücke (variable Phase) vorgespannt wird. Allerdings wird die Phasenlage in beiden Fällen auf die gleiche Referenz eingestellt (maximaler Strom außerhalb der Resonanz) und die Phasendifferenz spiegelt sich in den Messungen wieder. Die Messergebnisse stimmen mit diesem Modell gut überein, da das Signal im Q-Band fast rein dispersiv, das im X-Band überwiegend absorptiv ist.

### Temperaturabhängigkeit

Wenn die Signal-Amplitude der ESR von einem magnetischen Wechselfeld abhängt, welches durch Ströme in der Probe erzeugt wird, dann ist es naheliegend, dass die Leitfähigkeit der Probe direkt in die Amplitude des Signals eingeht. Da die Leitfähigkeit eine sehr starke Abhängigkeit von der Temperatur zeigt, folgt daraus eine qualitativ gleiche Temperaturabhängigkeit des ESR-Signals. Dies wurde in den Messungen im X-Band eindeutig demonstriert. Wie in Abbildung 3.10 dargestellt, ist die Temperaturabhängigkeit weder mit einer Curie-Magnetisierung, noch mit einer 2-D-Magnetisierung zu beschreiben.

Dass die Amplitude der ESR genau dem Verlauf der Leitfähigkeit der Probe folgt ist ein starkes Indiz für die Annahme, dass die ESR über den Rashba-Effekt detektiert wird. Zum Einen ist die Abhängigkeit die Richtige, zum Anderen würde bei Detektion über das Mikrowellen-Magnetfeld des Resonators eine steigende Leitfähigkeit zu einer schlechteren Güte führen, und das Signal müsste kleiner werden.

Ein unmittelbarer Effekt der Temperatur auf die Güte des Resonators kann ausgeschlossen werden, da der Resonator stets auf Raumtemperatur gehalten wird, und lediglich der Probenstab abgekühlt wird.

### Leistungsabhängigkeit

Die Leistungsabhängigkeit eines ESR-Signals ist in den meisten Fällen von der Form  $I \sim \sqrt{P}$ . Diese Form kommt zum Einen durch die Absorptionsmechanismen im Spinsystem, zum Anderen durch die Detektion der absorbierten Leistung zustande.

Es ist die Übergangsrate  $W$  im Spinsystem von Zustand (1) nach (2):

$$W_{12} = W_{21} = \frac{2\pi}{\hbar} \left\langle +\frac{1}{2} | H_1 | -\frac{1}{2} \right\rangle^2 \delta(g\mu_B B_0 - \hbar\omega) \quad (3.9)$$

Die von der Probe absorbierte Mikrowellenleistung ist dann

$$P_{abs} = \frac{\Delta E \cdot \Delta n^0 W_{12}}{1 + 2W_{12}T_1} \quad (3.10)$$

mit  $\Delta E$  der Zeemanaufspaltung,  $\Delta n^0$  der Besetzungsdifferenz ohne eingestrahlte Mikrowelle und der Spin-Gitter-Relaxationszeit  $T_1$ . Für kleine Leistungen ist die absorbierte Leistung also quadratisch abhängig vom magnetischen Wechselfeld, für große Leistungen erhält man ein Sättigungsverhalten mit einer maximalen absorbierten Leistung von  $P_{max} = \Delta E \cdot \Delta n^0$ . Für hinreichend kleine Leistungen darf man das Sättigungsverhalten vernachlässigen.

Für den Fall der Nicht-Sättigung ergibt sich die Leistungsabhängigkeit des ESR-Signals als Folge des Detektionsmechanismus und der durch die Absorption verursachten Änderung der Resonator-Impedanz. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [72]. Eine kurze Zusammenfassung soll an dieser Stelle genügen. Es wird angenommen dass die Diode der Mikrowellenbrücke, durch ihre Vorspannung durch den Referenzarm, immer im Linear-Bereich betrieben wird, ihr Signal  $S$  also von dem vom Resonator reflektierten elektrischen Feld in der Form

$$S(t) = E_{ref} + E_r \cos \delta\varphi \quad (3.11)$$

abhängt.  $E_{ref}$  und  $E_r$  sind das elektrische Feld des Referenzarmes, respektive das im Hauptarm reflektierte elektrische Feld. Das vom Resonator reflektierte elektrische Feld ist

$$E_r = \Gamma E_{inc} \quad (3.12)$$

mit

$$\Gamma = \frac{Z_R - Z_G}{Z_R + Z_G} = \frac{1}{2Z_G} \Delta Z_R \quad (3.13)$$

wobei  $E_{inc}$  das eingestrahelte elektrische Feld ist,  $Z_R$  die Resonatorimpedanz, und  $Z_G$  die Impedanz der Quelle. Für einen allgemeinen Absorptionsmechanismus, welcher eine Abhängigkeit der absorbierten Leistung vom Quadrat der Feldstärke annimmt, ergibt sich eine im Resonator gespeicherte Leistung je Periode,  $P_{res}$  von

$$P_{res} = \alpha_0 P_{inc} - P_r - P_{abs} \quad (3.14)$$

wobei  $\alpha_0$  im kritischen gekoppelten Fall die Leergüte des Resonators ist, ansonsten ist es die Proportionalitätskonstante zwischen der, im leeren Resonator, gespeicherten Leistung pro Periode  $P_0$  und der einfallenden Leistung  $P_{inc}$ , so dass  $P_0 = \alpha_0 P_{inc}$ .  $P_{abs} = \alpha_1 Z_{eff} P_{res}$  ist die in der Probe absorbierte Leistung mit der durch die Probe veränderten Impedanz  $Z_{eff}$ . Da  $P_r = \Gamma^2 P_{inc}$  ergibt sich

$$P_{res} = \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_1 Z_{eff}} \left( 1 - \frac{\Delta Z^2}{4\alpha_0 Z_G^2} \right) P_{inc}. \quad (3.15)$$

Da auf Grund der Vorspannung der Diode nur die Änderungen der Impedanz  $\Delta Z \ll Z$  detektiert werden, kann man schreiben  $Z_{eff} = Z_0 + \Delta Z$ . damit wird

$$P_{res} = \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_1 Z_0} \left( 1 - \frac{\alpha_1 \Delta Z}{1 + \alpha_1 Z_0} \right) \left( \alpha_0 P_{inc} - \frac{\Delta Z^2}{4\alpha_0 Z_G^2} \right). \quad (3.16)$$

Daraus ergibt sich in erster Ordnung eine Resonatorenergie von

$$P_{res} \simeq \frac{\alpha_0^2}{1 + \alpha_1 Z_0} P_{inc}. \quad (3.17)$$

Eine Änderung der Probenimpedanz bewirkt eine zusätzliche Absorption von

$$\Delta P = \alpha_1 \Delta Z P_{res}. \quad (3.18)$$

Unter Verwendung von Gleichung 3.13 ergibt sich

$$\frac{\Delta P}{P_{res}} \sim \frac{\Delta P}{P_{inc}} \sim \Delta Z_{eff}. \quad (3.19)$$

Daraus ergibt sich das Signal nach Gleichung 3.11 zu

$$S \sim E_r \sim \Gamma E_{inc} \sim \Delta Z_{eff} E_{inc} \sim \Delta Z_{eff} \sqrt{P_{inc}} \quad (3.20)$$

und damit

$$S = \frac{\Delta P}{P_{inc}} \sqrt{P_{inc}}. \quad (3.21)$$

Das Signal ist also proportional zur relativen Änderung der in der Probe absorbierten Leistung und zur Wurzel der einfallenden Mikrowellenleistung, wenn der Absorptionsmechanismus auf eine effektive Impedanzänderung umgerechnet werden kann, und die Kopplungen sowie die Impedanzänderungen relativ klein sind.

Diese Leistungsabhängigkeit wird für die AlAs-Probe stets dann beobachtet, wenn die Probe nur wenig im elektrischen Feld des Resonators befindlich ist. Bei kleinen Leistungen bleibt die Leistungsabhängigkeit wurzelförmig, auch wenn die Probe im elektrischen Feld sitzt. Da sowohl die Anregung der ESR über das resonatoreigene Mikrowellen-Magnetfeld, als auch die direkte Anregung der ESR aus dem elektrischen Feld über den Rashba-Effekt eine solche Abhängigkeit ergeben, kann dies als der Normalfall angesehen werden.

Für große Leistungen bei ebenfalls großem elektrischen Feld am Ort der Probe zeigt die ESR eine nahezu lineare Abhängigkeit von der eingestrahlten Mikrowellenleistung. Diese kann durch die bisher diskutierten Mechanismen nicht erklärt werden.

Für diesen Fall, bei dem das ESR-Signal von den elektrischen Eigenschaften der Probe dominiert wird, müssen weitere Einflüsse auf die Leistungsabhängigkeit in Betracht gezogen werden. Hierzu kann auf die Erfahrungen aus elektrisch detektierten ESR-Messungen zurückgegriffen werden. Graeff stellt in [73] ein Modell für die resonante Änderung der Leitfähigkeit in ESR-Proben vor, auf das ich kurz eingehen möchte.

Der Ursprung des EDESr-Signals ist eine spinabhängige Streuung der Elektronen im 2-D-System untereinander. Das Modell geht davon aus, dass der Streuquerschnitt für ein Elektronenpaar, welches ein Triplett bildet, also parallele Spinausrichtung aufweist, ein anderer ist als der für ein Singulett-Paar. Dadurch ergibt sich eine bestimmte Streurrate, und damit eine bestimmte Leitfähigkeit bei jeder gegebenen Polarisierung der Elektronen. Ist die Polarisierung 0, gibt es, einfach gesprochen, etwa gleichviele Triplett-Paare wie Singulett-Paare, bei einer Polarisierung von 1 gibt es nur Triplett-Paare. Eine Variation der Elektronen-Polarisierung in Resonanz ergibt also eine Änderung der Leitfähigkeit. Graeff et. al messen eine relative Änderung von etwa  $10^{-5}$  und berechnen

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \simeq \frac{H_1^2}{\left[1 + \left(\frac{g\mu_B}{\hbar}\right)^2 H_1^2 T_1 T_2\right]^{3/2}}. \quad (3.22)$$

Wie man in Gleichung 3.22 sieht, ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit der relativen Leitfähigkeits-Änderung vom Magnetfeld der Mikrowelle.

Als alternativer Zweig der Detektion kann unter diesen Umständen die Verstimmung des Resonators durch die direkte Absorption von Leistung aus dem elektrischen Feld betrachtet werden. Wie oben bereits diskutiert ist der Resonator weit ab der Resonanz kritisch angekoppelt. Jede Änderung der im Resonator dissipierten Leistung ergibt ein Signal. Da die Diode ein Signal proportional zu Wurzel der Änderung der absorbierten Leistung liefert, muss betrachtet werden wie sich diese Änderung mit der Mikrowellenleistung ändert. Wie bereits von Weinzierl [23] diskutiert worden ist, absorbiert eine elektrisch leitfähige Probe eine Leistung

$$\Delta P_{el} = \Delta\sigma \cdot E_1^2 \cdot V_{QW} \quad (3.23)$$

wobei  $V_{QW}$  das Volumen des Quantumwells darstellt. Dies ergibt sich aus einem Ohmschen Modell mit  $P = U^2/R$  und  $R = \sigma^{-1} \cdot l/A$ ,  $U = E_1 \cdot l$  und  $l \cdot A = V_{QW}$ . Hier ist  $A$  die Querschnittsfläche des QW,  $l$  seine Länge, und  $\sigma$  seine Leitfähigkeit.

Ausgehend von der Abschätzung der Größe des Rashba-Feldes gegenüber dem resonatoreigenen Mikrowellen-Magnetfeld kann man annehmen, dass auch die Änderung der Leitfähigkeit in Resonanz durch dieses Rashba-Feld bewirkt wird. Da das Rashba-Feld proportional zu  $E_1$  ist (siehe Gleichung 3.7), wird  $\Delta\sigma$  nach Gleichung 3.22 proportional zu  $E_1^2$ . Mit Gleichung 3.23 erhält man dann eine Abhängigkeit von  $\Delta P_{el} \sim E_1^4 \sim P_{MW}^2$ . Da das von der Diode detektierte Signal proportional der Wurzel der Leistung ist, erhält man eine lineare Abhängigkeit des Signals von der Mikrowellenleistung, wie beobachtet.

Für das Volumen des QW ergibt sich ein Wert von  $V_{QW} = 1.2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3$ . Die Leitfähigkeit berechnet sich zu  $\sigma = \frac{n_{2D}}{d_{QW}} \cdot e \cdot \mu = 4 \cdot 10^5 \text{ A/Vm}$ .  $d_{QW} = 15 \text{ nm}$  ist die Dicke des Quantumwells,  $n_{2D} = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ 1/m}^2$  die 2-D-Ladungsträgerdichte. Für das elektrische Feld des Resonators kann man aus den Simulationsrechnungen mit dem Programmpaket 'MAFIA' (siehe Kapitel 2.1) einen maximalen Wert von 528 V/m bei einer Mikrowellenleistung von 100 mW ermitteln. Dieser Wert wird am Rand des Quarzröhrchens, etwa 0.5 mm von der Resonatormitte, erreicht (siehe auch [23]). Das Volumen des QWs ist für diese Probe  $V_{QW} = 2 \text{ mm} \cdot 4 \text{ mm} \cdot 15 \text{ nm} = 1.2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3$ . Es ergibt sich dann nach Gleichung 3.23 eine Veränderung der absorbierten Leistung durch die Leitfähigkeitsänderung in Resonanz von  $\Delta P_{el} = 1.34 \cdot 10^{-7} \text{ Watt}$ .

Um abschätzen zu können ob diese zusätzliche Absorption ein nennenswertes Signal verursacht, kann sie mit der Absorption des Spinsystems durch das magnetische Feld

im Resonator, respektive das Rashba-Feld, verglichen werden. Die Größe der Leitfähigkeitsänderung, die Graeff angibt, ist bei vollständiger Sättigung des Spinsystem gemessen. Um eine einfache Abschätzung zu erhalten kann man hier die magnetische Absorption ebenfalls bei vollständiger Sättigung berechnen, obwohl dieser Fall in den Messungen nicht erreicht wurde. Die absorbierte Leistung kann durch

$$\Delta P_{mag} = \frac{g \cdot \mu_B \cdot B_0 \cdot N}{T_1 e^1} \quad (3.24)$$

angenähert werden. Diese Form ergibt sich aus der Annahme, dass in einer Zeit  $T_1$  der e-te Teil aller an den Spin-Flips beteiligten Elektronen umgeklappt wird, und jeweils seine Zeeman-Energie beiträgt. Die Relaxationszeit  $T_1$  für die Leitungselektronen im AlAs wird von van Poel [74] mit  $T_1 = 0.5 \mu s$  angegeben. Die Anzahl der an den Spin-Flips teilnehmenden Elektronen kann aus der Berechnung der Pauli-Magnetisierung gewonnen werden (z.B. in [23]). Sie ergibt sich zu  $N = 2 \frac{m^* g \mu_B B_0}{4\pi \hbar^2} = 3.6 \cdot 10^{13} m^{-2} \cdot 8 \cdot 10^{-6} m^2 = 2.9 \cdot 10^8$ . Eingesetzt in Gleichung 3.24 ergibt sich eine magnetisch absorbierte Leistung von  $\Delta P_{mag} = 1.3 \cdot 10^{-9}$  Watt bei voller Sättigung. Da die Probe bei 100 mW Mikrowellenleistung jedoch noch keine Sättigung zeigt, soll der Sättigungsparameter der ESR kurz abgeschätzt werden um eine entsprechende Korrektur vornehmen zu können. Der Sättigungsparameter ist  $s = x/(1+x)$  mit  $x = \gamma_e^2 B_1^2 T_1 T_2$ . Die Spin-Spin-Relaxationszeit wird mit 35 ps angenommen (in ähnlichen Multi-QW-Proben gemessen [75]). Es ergibt sich dann für 100 mW ein Sättigungsparameter von  $s = 0.25$ . Entsprechend eine magnetische Absorption von  $P_{mag} = 3.25 \cdot 10^{-10}$  Watt. Daraus resultiert ein Verhältnis von  $P_{el}/P_{mag} = 412$  oder ein Signalverhältnis von  $\sqrt{412} = 20.3$  bei 100 mW und maximalem E-Feld. Somit lässt sich erklären warum die Leistungsabhängigkeit des Signals sowohl von der Position im elektrischen Feld, als auch von der Leistung abhängt. Da die elektrische Absorption linear, die magnetische jedoch wurzelförmig mit der Mikrowellenleistung anwächst, dominiert für sehr kleine Leistungen oder kein elektrisches Feld am Ort der Probe, die 'normale' ESR-Detektion über das Rashba-Feld. Das Signal wächst mit der Wurzel der Leistung. Bei hohen Leistungen oder großem elektrischem Feld gewinnt die elektrische Absorption über die Änderung der Leitfähigkeit die Oberhand und das Signal wächst linear mit der Leistung an.





# Kapitel 4

## Das System Galliumarsenid

Zweidimensionale Elektronensysteme in GaAs sind Gegenstand vieler Forschungsarbeiten, speziell zum Quantenhalfeffekt und die mit ihm verknüpften Quasiteilchen und Spinanregungen. Hier sind es sowohl die Auswirkungen der Elektronenspins auf die Quantenzustände als auch der Einfluss der Kernspins, die immer größere Bedeutung gewinnen, wie zum Beispiel im Falle des Huge Longitudinal Resistance Effektes [76]. Folglich wurden auch ESR Untersuchungen an diesen Systemen durchgeführt, zum Beispiel von Dobers [25], [50] oder Denninger [77]. Allerdings wurde die ESR stets indirekt nachgewiesen, im Falle von Dobers elektrisch, im Falle von Denninger optisch. Der direkte Nachweis wurde von Seck [24] versucht, jedoch wegen zu geringer Reproduzierbarkeit aufgegeben.

In dieser Arbeit wird gezeigt, dass direkte ESR an einem solchen System möglich ist, wenngleich am Rande der Messempfindlichkeit. Die Messungen sollten zunächst an einer einschichtigen Probe durchgeführt werden, dazu wurden Voruntersuchungen wie Transportmessungen und elektrisch detektierte ESR (EDESr) durchgeführt (siehe Kapitel 4.3.1). Durch die asymmetrische Dotierung der Probe (siehe 4.2.2 war diese sehr empfindlich gegenüber äußeren elektrischen Feldern. Schon eine geringe Spannung über der Probe führte zum Verlust der Ladungsträger aus dem Topf. Daher wurden diese an einer symmetrisch dotierten Probe mit 20 äquivalenten Quantumwells durchgeführt.

### 4.1 Elektronische Eigenschaften von Galliumarsenid

GaAs ist ein III-V-Halbleiter mit direkter Bandlücke am  $\Gamma$ -Punkt im k-Raum. Die Bandlücke beträgt etwa 1.52 eV bei 4 Kelvin [29]. Die komplette Bandstruktur ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Die Spin-Bahn-Kopplung führt zu einer Aufspaltung des Valenzbandes von  $\Delta_{\Gamma} = 0.34$

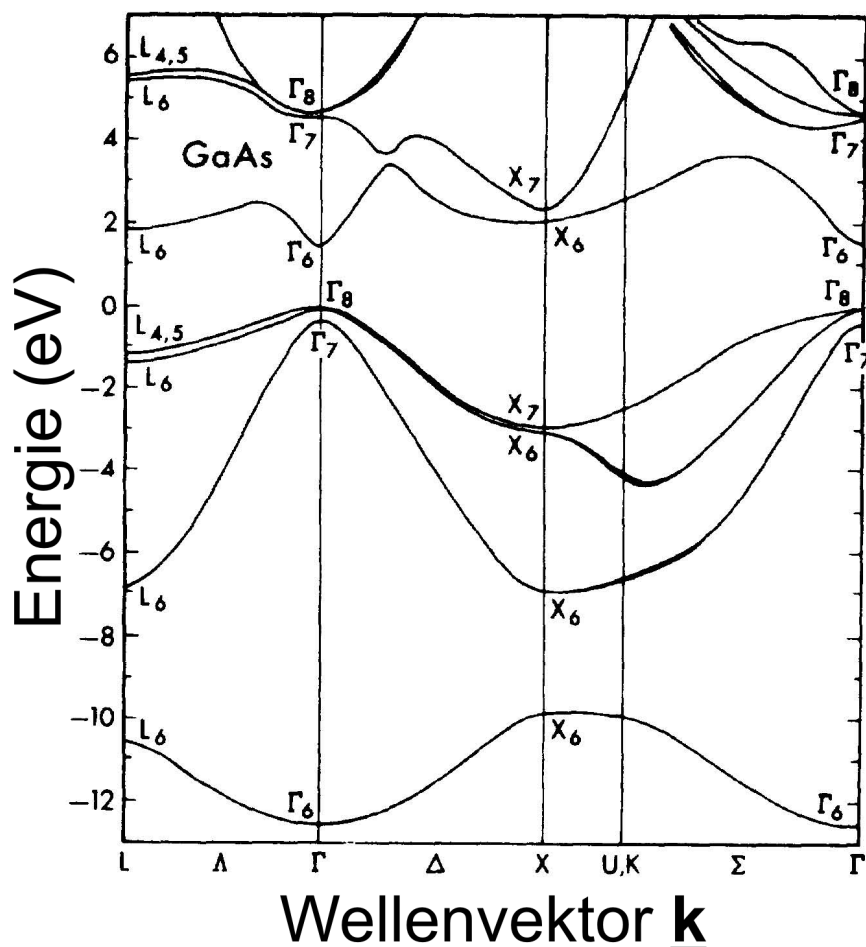


Abbildung 4.1: Bandstruktur von GaAs aus nichtlokaler Pseudopotentialrechnung [78]

eV [79]. Der Einteilchen-g-Faktor wurde von Weisbuch [43] mit optisch detektierter ESR gemessen. Die Abweichung des g-Faktor im massiven Material von  $g = g_{\text{frei}}$  ist sehr groß, der g-Faktor wird mit  $g_{\text{GaAs}} = -0.44$  angegeben. Dies liegt im wesentlichen in der sehr großen Spin-Bahn-Wechselwirkung begründet. Sie verursacht eine Kopplung der Leitungselektronen an das tiefer liegende Valenzband und die höher liegenden Leitungsbänder und dadurch eine Abweichung des g-Faktors von 2. Das Arsen trägt hierzu besonders stark bei. Da die meisten Effekte, die zu einer g-Faktor Anisotropie oder einer g-Faktor Verschiebung führen, mit dem Abstand des  $\Delta g = g - g_{\text{frei}}$  skalieren, sind diese im GaAs sehr stark ausgeprägt. So führen zum Beispiel bereits

kleine Variationen in der Dicke eines Quantumwells zu beträchtlichen Veränderungen des g-Faktors. Darauf wird auch oft zurückgeführt, dass es bisher nicht gelungen ist, direkte ESR an einem GaAs-2-DEG zu messen (siehe auch 1.2.3 und 1.2.3).

## 4.2 Probenaufbau

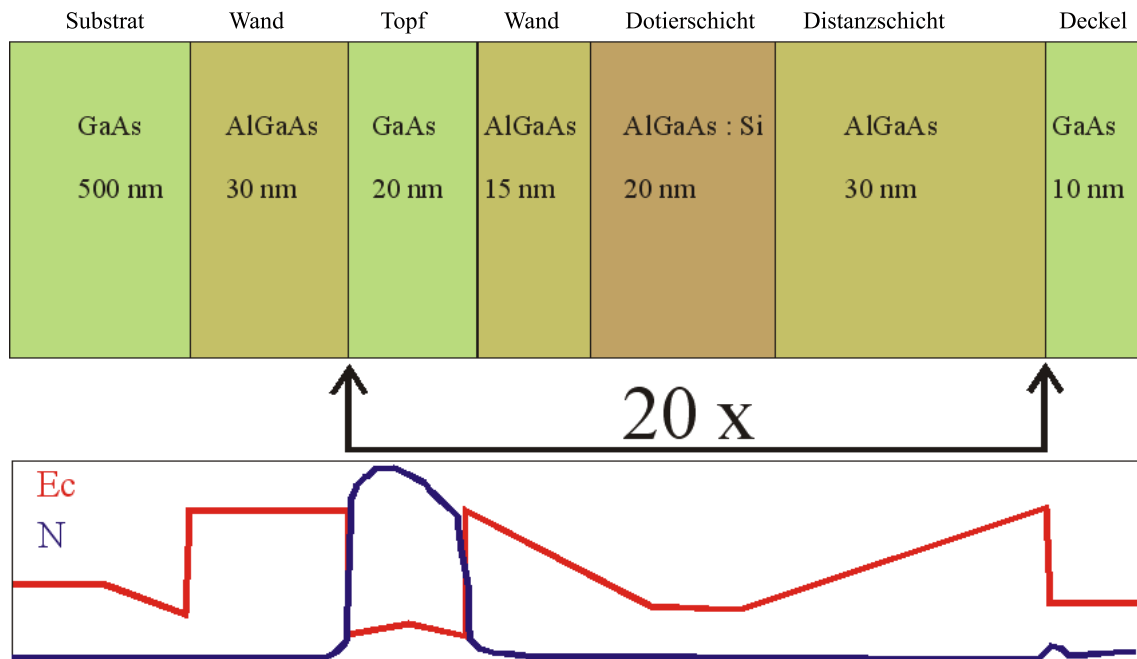
Um die Messergebnisse richtig einordnen zu können, ist ein detailliertes Bild der verwendeten Proben nötig. Dieses soll in diesem Kapitel vermittelt werden. Alle verwendeten Proben wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (molecular beam epitaxy, MBE) hergestellt. Die 20-QW Probe, im folgenden ESR-Probe genannt, wurde von M. Hauser und K. Eberl am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung in Büsnau für mich hergestellt. Die einschichtige Probe wurde am Walter-Schottky-Institut der TU München von W. Wegscheider und M. Bichler für S. Kronmüller [11] [76] hergestellt und mir von Prof. Dietsche freundlicherweise überlassen.

### 4.2.1 ESR-Probe

Der in dieser Arbeit hauptsächlich untersuchte Probentyp ist die in Abbildung 4.2 dargestellte Multiquantumwellprobe. Die Probe wurde auf ein Galliumarsenid Substrat von 0.5 mm Dicke aufgewachsen. Die Quantentöpfe sind jeweils 30 nm dicke GaAs Schichten, zwischen 65 nm dicken AlGaAs Wänden eingesperrt. In die AlGaAs Schichten ist jeweils die Silizium-Dotierung eingebettet. Auf diese Weise können die Donatorelektronen des Siliziums einfach in die Quantentöpfe diffundieren und trotzdem sind die geladenen Silizium Atomrümpfe weit genug von der zweidimensionalen Schicht entfernt, um nicht mehr zu Streuprozessen beizutragen, welche die Beweglichkeit verringern würden.

Es wurden 3 Proben mit den Nummern 81170, 81172 und 81174 hergestellt. Die grundlegenden Eigenschaften sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die Beweglichkeit bei 70 K ist bereits sehr hoch. Bei 4 K war keine Messung der Beweglichkeit mehr möglich, da hierfür kein Messplatz zur Verfügung stand. Es kann jedoch mit einer Beweglichkeit von etwa 300000 bis 400000  $\text{cm}^2/(\text{Vs})$  gerechnet werden.

Diese Probe wurde generell unbeleuchtet untersucht, da die Elektronendichte ohnehin bereits zu hoch ist. Zum einen weil der 'ideale' Zustand des 2D-Systems ein Füllfaktor von 1 wäre, so dass nur noch ein Spin-Unterniveau des untersten Landau-Niveaus besetzt ist. Die Grundzustandspolarisation der Spins wäre dann 1 und man hätte einen maximalen Abstand zum nächsten Landauniveau. Bei der Elektronendichte der oben genannte Proben erreicht man bei den typischen Magnetfeldern von 5 bis 7 Tesla



**Abbildung 4.2:** Schematischer Aufbau des 20-fach GaAs-Quantentopfes mit qualitativer Darstellung des Leitungsbandverlaufes

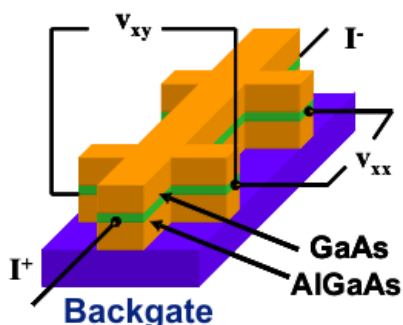
Probe	$T$	Beleuchtung	$n$	$n$ pro Well	$\mu$	Wellldicke
81170	300	dunkel	$3.01 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$1.56 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$7595 \frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2}$	30 nm
81170	70	dunkel	$2.19 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$47350 \frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2}$	30 nm
81170	70	beleuchtet	$3.62 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$1.81 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$55100 \frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2}$	30 nm
81172	300	dunkel	$2.14 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$1.07 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$8252 \frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2}$	30 nm
81172	70	dunkel	$1.17 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$5.85 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$88720 \frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2}$	30 nm
81172	70	beleuchtet	$1.58 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$7.9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$95620 \frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2}$	30 nm
81174	300	dunkel	$2.1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$1.05 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$8080 \frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2}$	20 nm
81174	70	dunkel	$1.49 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$7.55 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$107800 \frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2}$	20 nm
81174	70	beleuchtet	$1.91 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$9.55 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$108000 \frac{\text{Vs}}{\text{cm}^2}$	20 nm

**Tabelle 4.1:** Eigenschaften der Galliumarsenid ESR-Proben bei verschiedenen Temperaturen  $T$ .  $n$  ist die Ladungsträgerdichte,  $\mu$  die Beweglichkeit der Ladungsträger.

etwa einen Füllfaktor von 3. Damit hat man zwar auch einen ungeraden Füllfaktor, was eine hohe Spinpolarisation bedeutet, jedoch sind die Niveaus nicht mehr so gut getrennt. Dennoch ist ein Füllfaktor von 3 eine gute Ausgangsposition. Allerdings stellen die 20 Quantumwells 20 sehr leitfähige Schichten dar, welche insgesamt die Skintiefe der Mikrowelle bei 34 GHz bereits überschreiten. Sie sind also bereits ein ausgeprägter Störfaktor im Resonator. Aus diesem Grund wurde nach einigen anfänglichen Messungen das Substrat der Proben abgeätzt, um die QW-Schichten nicht in das elektrische Feld des Fabry-Perot-Resonators zu bringen, da sonst die Resonator-mode zu sehr gedämpft würde. Eine genauere Abschätzung der Störungen durch die Probe folgt bei den Messungen.

### 4.2.2 HLR-Probe

Im Gegensatz zu der 20-QW Probe ist die HLR-Probe nur mit einer 2-D-Schicht ausgestattet. Sie stammt aus der selben Probencharge wie die Probe, an der S. Kronmüller die ersten Messungen zum HLR-Effekt gemacht hat [11]. Der Quantumwell ist hier nur 15 nm dick, der AlGaAs Spacer ist 120 nm dick. Die Probe ist mit einer Silizium Modulationsdotierung auf einer Seite ausgestattet. Dieser Umstand führt dazu, dass das Leitungsband auf der der Dotierschicht abgewandten Seite des QW durch Oberflächenpotentiale angehoben oder abgesenkt werden kann. Dadurch kann zum Beispiel durch eine statische Aufladung der Probe, oder durch eine versehentlich angelegte Spannung das Leitungsband energetisch unter das Energie-Niveau des QWs absinken, und dadurch QW entleert werden. Daher ist diese Probe äußerst empfindlich gegenüber äußeren Einflüssen. Außerdem enthält der QW im Ausgangszustand keine Elektronen. Die Probe muss zunächst auf unter 4 Kelvin abgekühlt werden und dann definiert beleuchtet werden. Durch die Photoanregung erzeugt man Elektronen in den Barrieren, wo sie an lokalen Fallen lokalisiert bleiben. Nun wird die Probe langsam auf etwa 30 Kelvin aufgeheizt, so dass diese Elektronen in den QW diffundieren können. Dieser Prozess kann durch die Messung der Leitfähigkeit der Schicht kontrolliert werden. Sobald genügend Ladungsträger in den QW diffundiert sind, wird abgekühlt, und der Zustand der Probe damit eingefroren. Man erreicht typischerweise eine Ladungsträgerdichte von  $1.3 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$  bei einer Beweglichkeit von  $1.8 \cdot 10^6 \text{cm}^2/\text{Vs}$  bei 0.4 K. Es hat sich jedoch gezeigt, dass bereits die elektrischen Felder der eingestrahlten Mikrowelle in ungünstigen Fällen die Ladungsträger aus dem QW entfernen können. Daher konnte an dieser Probe letzten Endes keine erfolgreiche ESR durchgeführt werden. Sie lieferte jedoch einige interessante Erkenntnisse in den Transportmessungen. Die Probe wurde in Hallbar-Geometrie strukturiert.



**Abbildung 4.3:** Schematische Darstellung des Hallbar-Aufbaus.  $I$  ist der Stromfluß durch die Probe,  $V_{xy}$  die Hallspannung,  $V_{xx}$  die Längsspannung

Abbildung 4.3 zeigt den Aufbau des Hallbars. Über die Stromzuführungen fließt der Strom  $I$  durch die Probe. An den seitlichen Kontakten werden die Hallspannung  $V_{xy}$  und die Längsspannung  $V_{xx}$  gemessen. Über die Spannung am Backgate kann die Ladungsträgerdichte im Quantentopf eingestellt werden. Wird das Gate gegenüber dem Topf auf positives Potential gelegt, so stellt sich eine höhere Elektronen-Dichte im Topf ein, ein negatives Potential erniedrigt die Dichte.

## 4.3 Transport-Messungen

An beiden Probensystemen wurden Untersuchungen der Transporteigenschaften durchgeführt. Diese sollten die Einflüsse der Magnetfeld-abhängigen Leitfähigkeit der Proben auf die ESR Apparatur abschätzen sowie EDESR Messungen vorbereiten. Da die HLR-Probe einen ausgeprägten Quantenhalleffekt zeigt, wurden hier weitergehende Messungen durchgeführt. An der ESR-Probe wurde nur eine einfache SdH-Messung gemacht.

### 4.3.1 HLR Probe

Die Messungen an dieser Probe dienen dem Ziel, eine EDESR-Messung als Vorstufe einer ESR-Messung vorzubereiten. Weiterhin sollte, wenn möglich, die EDESR in einem Feld- und Temperatur-Regime durchgeführt werden, in dem der in der Gruppe Dietsche untersuchte HLR-Effekt auftritt. Die Transport-Messungen wurden im Labor von Prof. Dietsche am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung (MPI-FKF)

in Stuttgart durchgeführt, die Messungen des Mikrowelleneinflusses im Labor von R. C. Bowers an der University of Florida in Gainesville (UF) .

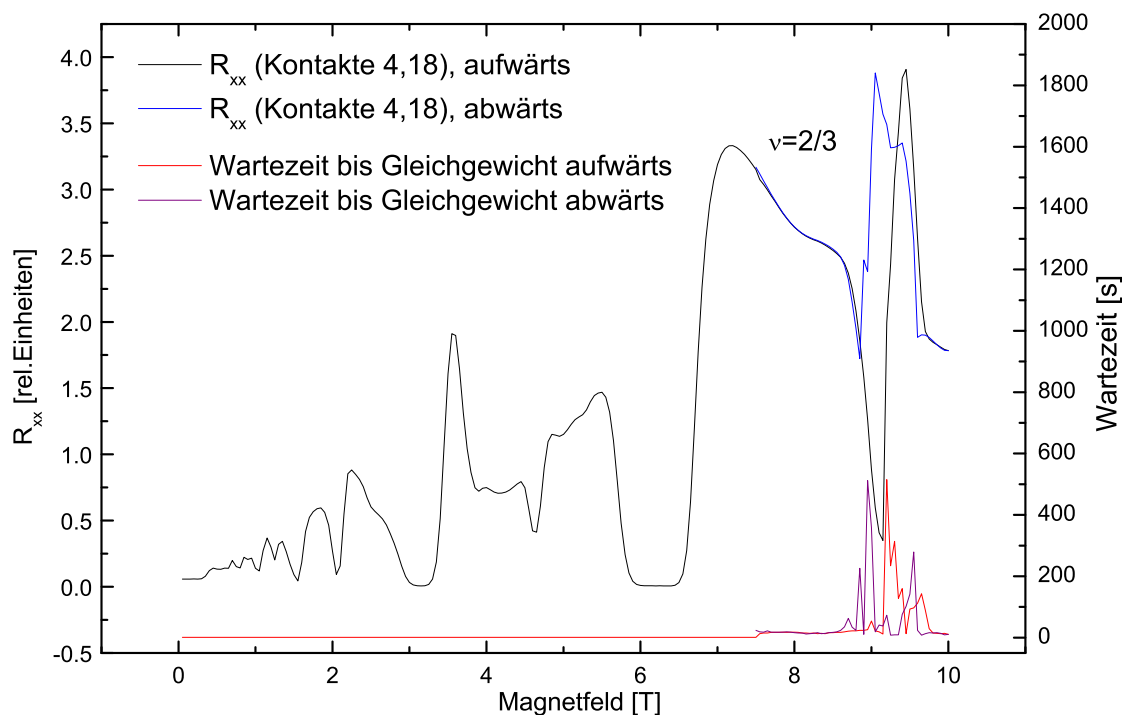
Da der HLR-Effekt in diesen Messungen auftritt, jedoch für den Rest dieser Arbeit nicht von Bedeutung ist, möchte ich ihn hier nur sehr kurz behandeln. Weitere Informationen sind den Publikationen [11], [76], [80] zum Thema zu entnehmen. Die im Folgenden beschriebenen Messungen fanden zeitlich zwischen den Publikationen von Kronmüller [11] und der von Krauss [80] statt.

### Der HLR-Effekt

Der HLR-Effekt ist ein starkes Ansteigen des Längswiderstandes einer QHE-Probe bei langsamem Abwärtsfahren des Magnetfeldes. Man sieht also einen deutlichen Unterschied im Verlauf des Längswiderstandes zwischen ansteigendem und abfallendem Magnetfeld. Am besten untersucht wurde der HLR-Effekt am SdH-Minimum bei Füllfaktor  $\nu = 2/3$ . Eine Erklärung ist im Bild der Composite-Fermions (CF) möglich. Composite-Fermions sind Quasiteilchen aus Spin und magnetischen Flußquanten, die das Auftreten des fraktionierten Quantenhall-Effekts erklären. Eine Einführung findet man im Review von Chakraborty und Pietilainen [30]. Krauss [80] geht dann davon aus, dass das Widerstands-Maximum immer dann auftritt, wenn zwei Landau-Niveaus im Composite-Fermion-Bild entarten. Bei  $\nu = 2/3$  sind dies die  $N = 0$  Spin-Down und  $N = 1$  Spin-Up Composite-Fermion-Landau-Niveaus. Dies erlaubt, dass in der Probe verschiedene Domänen mit unterschiedlichen Grundzuständen, einmal vollständig spinpolarisiert, einmal vollständig unpolarisiert, existieren. Ein Strom, der durch mehrere Domänen fließt, muss dann an jeder Domänengrenze seine Spin-Polarisation wechseln. Diese Spinflips führen einerseits zu dynamischer Kernspin-Polarisation. Andererseits sind sie für den gemessenen Widerstand verantwortlich. Der Übergang zwischen den beiden Phasen hängt kritisch vom Verhältnis zwischen Coulomb und Zeeman-Energie der CF ab. Wird das kritische Verhältnis überschritten, findet ein Phasenübergang zwischen dem polarisierten und dem unpolarisierten Grundzustand statt. Da die Kernspin-Polarisation über die Hyperfein-Wechselwirkung auf die Zeeman-Energie zurück wirkt, führt der oben beschriebene Prozess zu einem Zerfall der Probe in immer kleinere Domänen. Dadurch erhöht sich der Widerstand durch Streuung an den Domänengrenzen immer weiter (siehe [80]). Zur Charakterisierung der Probe wurden zunächst SdH- und HLR-Messungen am MPI-FKF in Stuttgart durchgeführt.

## HLR-Messungen

Für die Messungen der Shubnikov-de-Haas-Oszillationen und des HLR-Effektes wurde die Probe in einem  $^3\text{He}$  Kryostaten auf 1 Kelvin abgekühlt und dann für einige Sekunden beleuchtet. Danach wurde, wie in 4.2.2 beschrieben, die Ladungsträgerdichte auf einen Wert von etwa  $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  eingestellt. Für die Messung wurde die Probe dann auf 0.4 Kelvin abgekühlt. Abbildung 4.4 zeigt sehr ausgeprägte Shubnikov-de-Haas-Oszillationen des 2-D-Systems. Der Längswiderstand wurde als Längsspannung bei konstantem Strom in Lock-In-Technik bei Strom-Modulation mit einer Modulationsfrequenz von 13.9 Hz gemessen.



**Abbildung 4.4:** SdH-Messung,  $T=0.4 \text{ K}$ , Strom durch die Probe:  $I=300\text{nA}$ , Vergleich zwischen Auf- und Abwärtsfahren des Magnetfeldes. Rechte Achse : Wartezyklen bis zur Stabilisierung beim Downsweep

Beim Upsweep des Feldes wurde eine konstante Sweep rate eingehalten. Das SdH-Minimum bei Füllfaktor  $2/3$  ist sehr gut ausgeprägt. Kronmüller et. al. haben bei ihren HLR-Messungen [11] jeweils eine sehr kleine, konstante Sweep rate im Downsweep verwendet. Da dies sehr zeitaufwändig ist, sollte für diese Messungen eine alternative Methode gefunden werden. Da der HLR-Effekt sich nur zeigt, wenn man sehr langsam

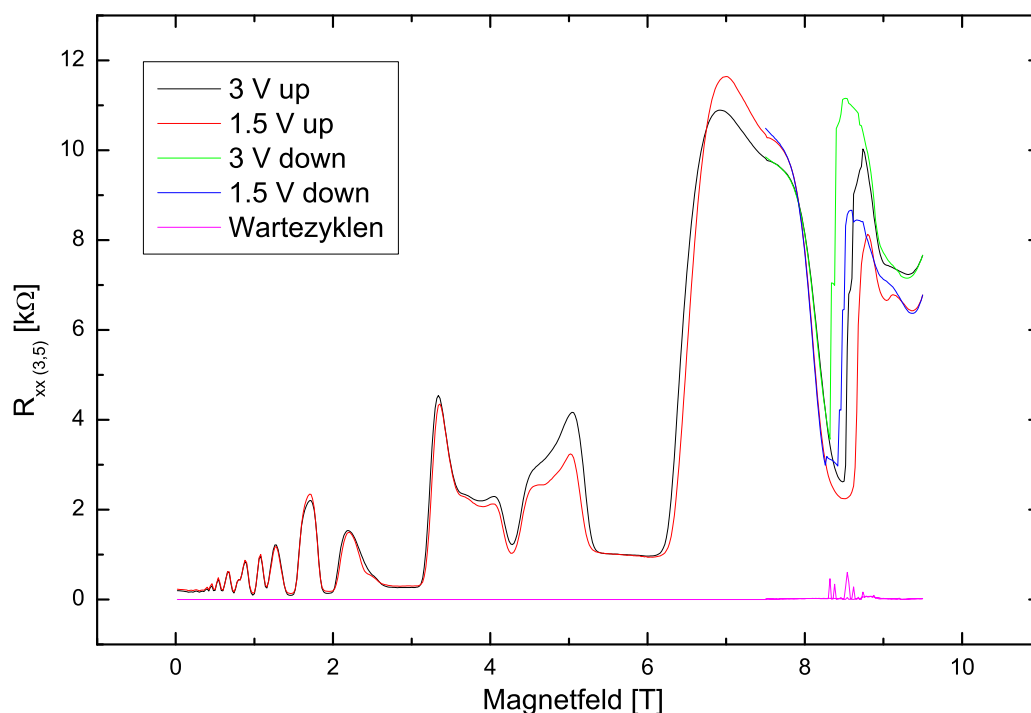


abwärts durch den Füllfaktor  $2/3$  fährt, lag der Ansatz nahe, bei jedem Feldwert zu warten und zu erfassen, ob sich der Längswiderstand ändert. Ohne den Einfluss der DNP, die zum HLR-Effekt führt bleibt der Längswiderstand bei jedem Magnetfeld konstant. Daher wurde ein Mess-Programm implementiert, dass die Änderungsrate des Längswiderstandes  $\Delta R_{xx}/\Delta t$  misst und erst beim Unterschreiten eines Grenzwertes den nächsten Magnetfeldwert anfährt. Auf diese Weise entstand der Downsweep in Abbildung 4.4. Die rote Kurve zeigt an, wie lange das Stabilisieren des Längswiderstandes gedauert hat. Man sieht sehr deutlich, dass über den ganzen Sweepbereich, mit Ausnahme des  $2/3$  Minimums keine Wartezeit auftrat. An der Stelle, an der der HLR-Peak auftritt, kamen jedoch Wartezeiten bis zu 500 Sekunden vor. Das ist etwa die Zeitskala, in der sich die Polarisation der Kernspins aufbaut. Durch dieses Vorgehen ergibt sich ein deutlicher Zeitvorteil beim Messen.

Um die EDESR Messungen weiter vorzubereiten, musste noch untersucht werden, bei welchen Parametern der HLR-Effekt am besten ausgeprägt ist. Abbildung 4.5 zeigt HLR-Messungen bei verschiedenen Strömen. Es zeigt sich hier, dass es eine lineare Abhängigkeit der Höhe des HLR-Peaks vom Strom durch die Probe gibt. Je größer der Strom, desto größer ist zunächst auch der HLR-Peak. Dies kann erwartet werden, da die Anzahl der umgeklappten Spins, und damit die Größe der Kernspinpolarisation, vom Strom abhängt. Begrenzend wirkt hier, dass ein zu großer Strom zum Verlust der Ladungsträger aus dem Well führt, aufgrund der zu hohen benötigten Spannung. Nachfolgend wurden also alle Messungen beim größten möglichen Strom durchgeführt.

Weiterhin ist es im Hinblick auf EDESR-Experimente wichtig, die Resonanz möglichst bei einem definierten Füllfaktor durchführen zu können, wie sich in den Messungen von Dohers [50] gezeigt hat. Ideal wäre ein Mess-Magnetfeld am Rande eines SdH-Minimums, für den HLR-Effekt bei  $\nu = 2/3$ . Mit Hilfe der Gate-Elektrode kann die Ladungsträgerdichte im QW und damit die Lage der SdH-Minima eingestellt werden. Hierzu wird eine Spannung  $U_{gate}$  zwischen der Gate-Elektrode und dem QW angelegt. Durch das äußere Potential kann die Lage der Fermi-Energie im QW und damit die Ladungsträgerdichte gesteuert werden. Abbildung 4.6 zeigt eine Serie von Messungen bei unterschiedlichen Gate-Spannungen. Wie erwartet erhält man eine Proportionalität zwischen Gate-Spannung und Lage der SdH-Minima. Die maximale erreichbare Spannung lag etwa bei 40 Volt. Größere Spannungen führten zu Leckströmen und damit zum Verlust der Ladungsträger aus dem QW.

Die Ladungsträgerdichte konnte im Falle der Messung in Abbildung 4.6 um einen Faktor 0.8 gegenüber dem Ausgangszustand verringert werden. Die dadurch erreichbare Verschiebung des Minimums im Längswiderstand von einem Tesla war für die



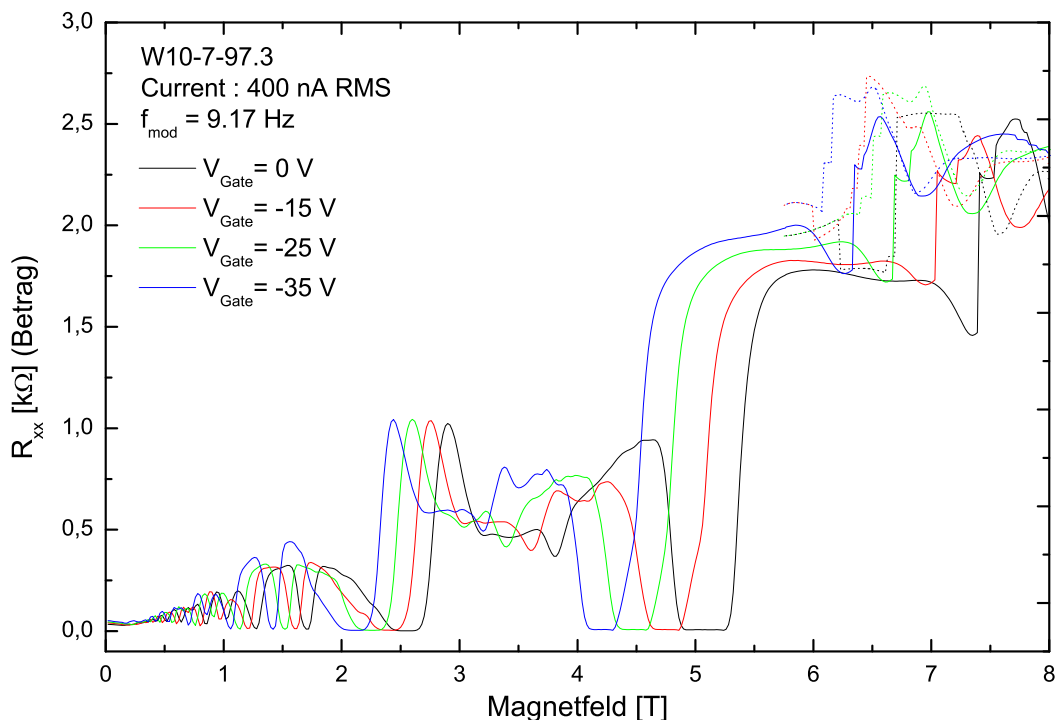
**Abbildung 4.5:** SdH-Messung,  $T=0.4$  K, Vergleich zwischen Auf- und Abwärtsfahren des Magnetfeldes bei verschiedenen Strömen durch die Probe, Vorwiderstand  $10 \text{ M}\Omega$

Einstellung idealer Bedingungen für die geplanten EDESR-Messungen ein zufriedenstellendes Ergebnis.

### EDESR-Messungen

Mit diesem Vorwissen über die Probe wurde nun mit den EDESR-Messungen begonnen. Diese wurden bei Prof. Bowers in Gainesville durchgeführt. Die Mess-Apparatur bestand aus einem  $^3\text{He}$  Bad-Kryostaten mit einem beheizbaren Probenhalter der in Abbildung 4.7 dargestellt wird. Die Probe ist auf einem verkippbaren Tisch montiert, so dass der Winkel zwischen QW-Ebene und Magnetfeld eingestellt werden kann. Die Mikrowelle wird durch einen Zylinderhohlleiter mit Loopantenne auf die Probe gestrahlt. Da kein Resonator vorhanden ist, ist das  $B_1$ -Feld bei gegebener Leistung deutlich kleiner als in einem Standard-ESR-Spektrometer. Die große Spule links im Bild dient zur Probenheizung.

Gemessen wurde zunächst immer eine SdH-Kurve der Probe bei einer gegebenen Parametersatz aus Temperatur, Strom, Anschlussgeometrie und Modulationsfrequenz des



**Abbildung 4.6:** SdH-Messung,  $T=0.4$  K,  $I=400$  nA, Vergleich zwischen unterschiedlichen angelegten Gate-Spannungen

Stromes. Danach wurde die Mikrowelle eingeschaltet und rechteckmoduliert. Somit misst man mit 2 Lock-In-Verstärkern in Doppelmodulationstechnik die Änderung des Längswiderstandes durch den Einfluss der Mikrowelle  $\Delta R$ . Tritt hierbei eine Resonanz zwischen zwei Spineinstellungen auf, so misst man eine Veränderung des Längswiderstandes, da man die Spintemperatur der Probe erhöht und damit die Leitfähigkeit. Den größtmöglichen Effekt misst man in der Flanke eines SdH-Minimums (siehe Dobers [50]).

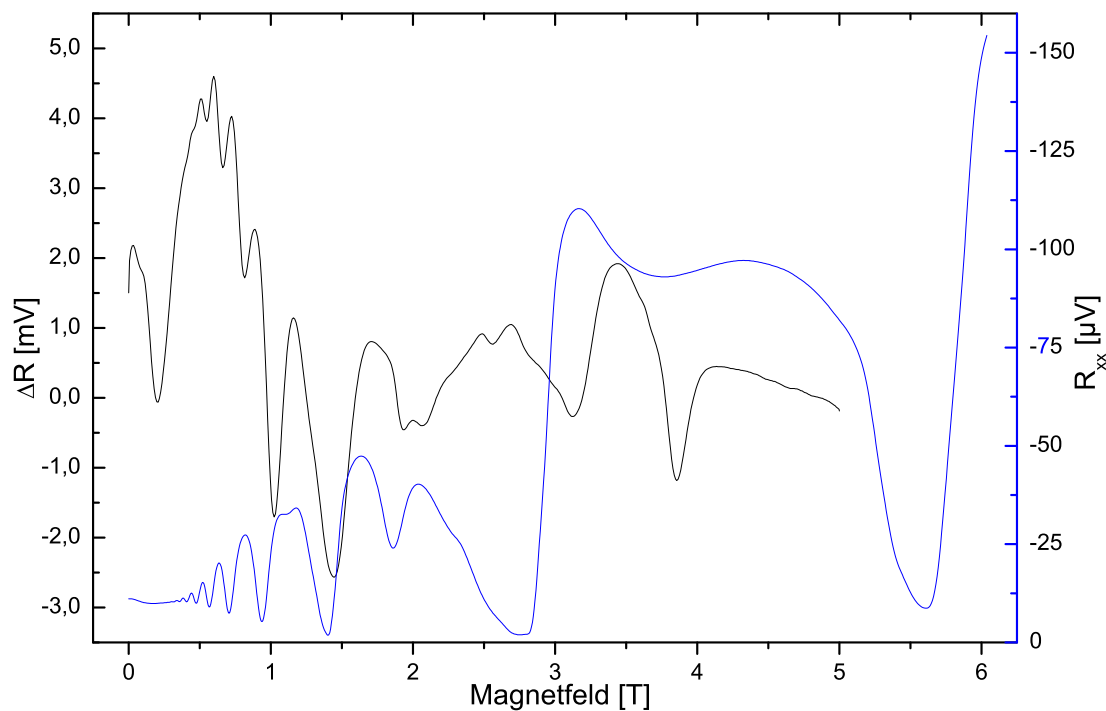
Abbildung 4.8 zeigt eine EDESR-Messung ( $\Delta R$ ) mit der zugehörigen SdH-Messung. Die Modulationsfrequenz der Mikrowelle sind hier 11 Hertz, die des Stromes 573 Hz. Wie man sieht, werden die SdH-Minima in der EDESR-Messung ebenfalls wiedergegeben, wenn auch mit deutlich geringerer Ausprägung. Ein EDESR-Signal identifiziert man durch Vergleich der Strukturen in der SdH-Messung und durch Messungen bei verschiedenen Mikrowellenfrequenzen. Transporteigenschaften, welche sich in der EDESR-Messung widerspiegeln, sind nicht von der Mikrowellenfrequenz abhängig, Spin-Resonanzen dagegen sind natürlich nach Gleichung 1.32 Feld- und Frequenzabhängig. In Abbildung 4.8 ist ein interessantes Merkmal (ein Feature) zu sehen, dass



**Abbildung 4.7:** EDSR-Messaufbau, Gainesville, Prof. Bowers

für eine Resonanz in Frage kommt. Es liegt bei einem Feld von 3.86 Tesla im Down-sweep, bei einer gemessenen Feldhysterese von etwa 0.15 Tesla. Die Feldhysterese wurde hier in der Grafik nicht berücksichtigt, da sie von vielen Parametern abhängt und daher keine besonders zuverlässige Größe darstellt. Daher sollte im Schaubild nicht der Eindruck erweckt werden das Feld wäre 'genau' um den von uns gemessenen Wert der Hysterese verschoben. Nimmt man die Verschiebung von 0.15 T unter Vorbehalt an, dann liegt das Feature bei einem Füllfaktor von  $3/2$ . Dieses Feld entspricht allerdings nicht dem g-Faktor der von Dobers [25] in GaAs gemessen wurde. Weitere Messungen ergaben, dass das Feld, bei dem der Effekt auftritt, nicht mit der Mikrowellenfrequenz skaliert. Es kann also kein 'einfaches' EDSR-Signal sein. Jedoch tritt er reproduzierbar auf wenn die erwartete Resonanz bei Füllfaktor  $3/2$  läge. Abbildung 4.9 zeigt die weiteren Untersuchungen an diesem Effekt.

Typisch ist, dass das Feature bei direkt hintereinander ausgeführten Messungen nicht gleich groß war, nach längerer Wartezeit jedoch wieder in voller Amplitude auftrat. Während der Wartezeit wurde die Mikrowelle abgeschaltet um die thermische Belastung des Systems zu verringern. Ebenfalls wechselt der Effekt sein Vorzeichen wenn



**Abbildung 4.8:** Vergleich von SdH-Messung (Blau) und  $\Delta$ -R-Messung (Schwarz),  $T = 1.6$  K,  $I = 100$  nA,  $f_{Mod,I} = 13$  Hz,  $f_{Mod,MW} = 573$  Hz

man die Sweeprichtung umkehrt. Im Upsweep geht der Peak nach unten, im Downsweep nach oben. Abbildung 4.9 zeigt die beiden ersten Sweeps (1) und (2) bei welchen der Effekt am besten ausgeprägt ist. Sweeps (3) und (4) direkt im Anschluss zeigen fast keinen Effekt mehr. Nach 20 Minuten Wartezeit zeigen die Messungen (5) und (6) wieder einen Effekt, wenn auch bei reduzierter Amplitude. Die Zeitskala, auf der sich diese Hysterese abspielt weist eindeutig auf einen Kernspin-induzierten Effekt hin, da die Spin-Gitter-Relaxationszeit der Kerne bei diesen Temperaturen im Bereich von Stunden liegt [81]. Ähnlich wie beim HLR-Effekt könnte eine Veränderung der Domänenstruktur der Probe Ursache der Hysterese sein. Da hier keine Überhöhung des Widerstandes zu beobachten ist, könnte auch das Kernmagnetfeld dafür sorgen, dass man an dem selben Wert des externen Magnetfeldes verschiedene Füllfaktoren beobachtet und daher je nach Größe der DNP verschiedene Verläufe des Widerstandes. Diese Erklärungsversuche bleiben jedoch begründete Spekulation.

Aufgrund begrenzter Messzeit und der Tatsache, dass das eigentliche Ziel der Messungen, die EDESR, an diesen Proben nicht erreicht wurde, konnte dieser interessante Effekt vorläufig nicht weiter untersucht werden. Weiterhin zeigten die Experimente die

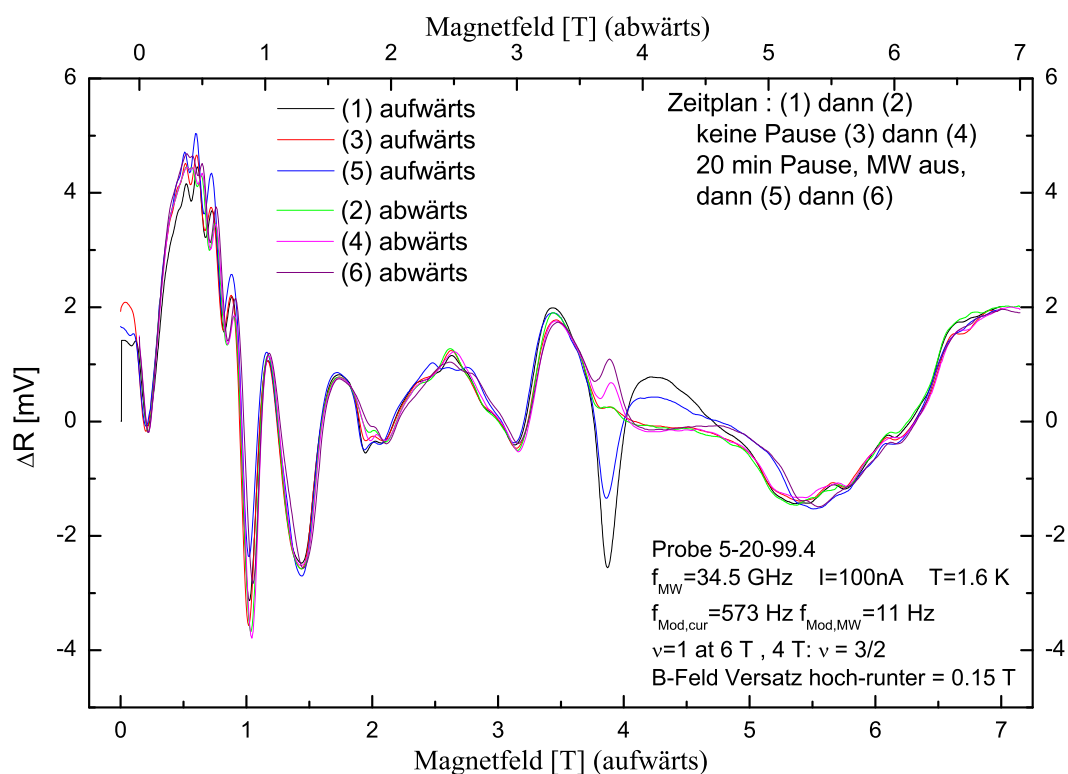


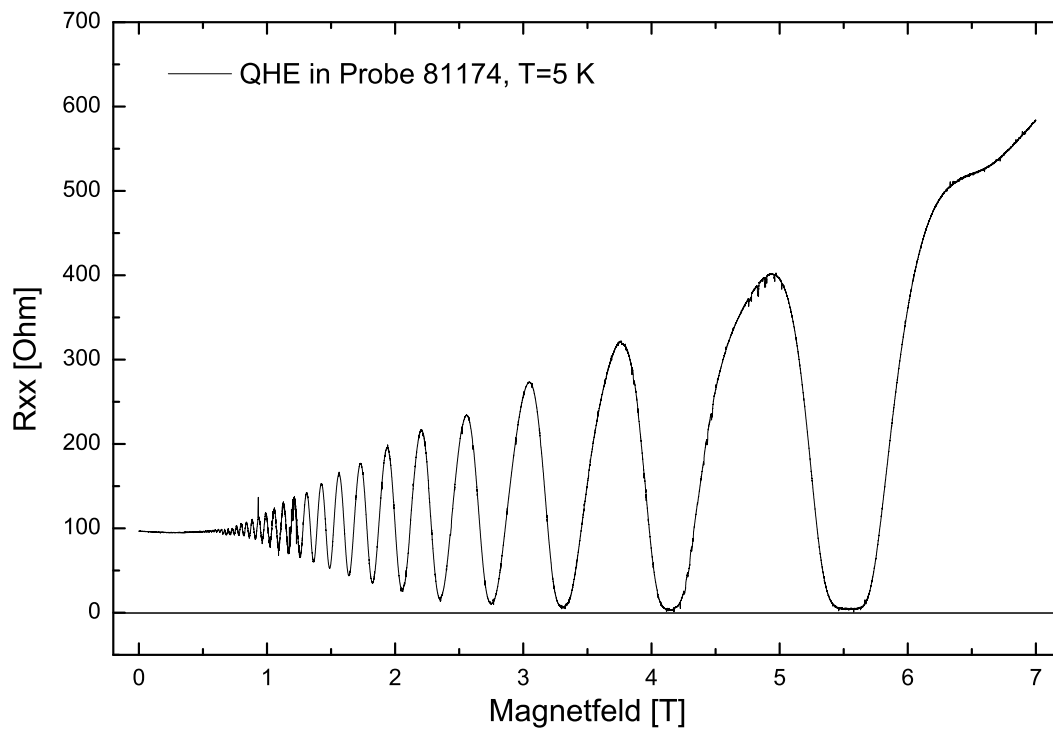
Abbildung 4.9: Hysterese in der EDESr-Messung

Untauglichkeit dieser Proben für ESR-Messungen auf, da bereits mäßige Mikrowellenfeldstärke ausreichte, um die Elektronen aus dem QW zu entfernen.

### 4.3.2 ESR Probe

Auch an der 20-QW Probe wurden Transportuntersuchungen durchgeführt. Hier ist allerdings unklar, ob alle QW sicher kontaktiert wurden, da die aufgebracht Indium-Kontakte eindiffundiert wurden und nicht mit Sicherheit gesagt werden kann, ob sie tief genug eindringen. Die SdH-Messungen diente hier allein dem Zweck, Ladungsträgerdichte und Qualität der Proben zu bestimmen. Abbildung 4.10 zeigt eine Shubnikov-de-Haas Messung an Probe 81174. Die Minima der SdH-Kurve sind nicht so deutlich ausgeprägt wie an der HLR-Probe, was jedoch angesichts der Tatsache, dass 20 äquivalente Schichten beteiligt sind, zu erwarten war. Da die Minima bis auf den kleinsten erreichbaren Füllfaktor nicht ganz auf einen Längswiderstand von Null abfallen, ist die Qualität der Schichten noch nicht gut genug, um eine völlige Trennung der einzelnen Landau-Niveaus zu erreichen. Entweder sind zu viele Störungen in den einzelnen Schichten, so dass jede Schicht gleiche Qualität aufweist wie das Ensemble,

oder jede einzelne Schicht ist qualitativ besser, weicht aber in ihrer Ladungsträgerdichte von den anderen Schichten ab, so dass im Mittel eine Verschmierung der Niveaus bewirkt wird. Aufgrund der hohen Beweglichkeit der Elektronen in der Probe erscheint letzteres wahrscheinlich.



**Abbildung 4.10:** Shubnikov-de-Haas Oszillationen an Probe 81174

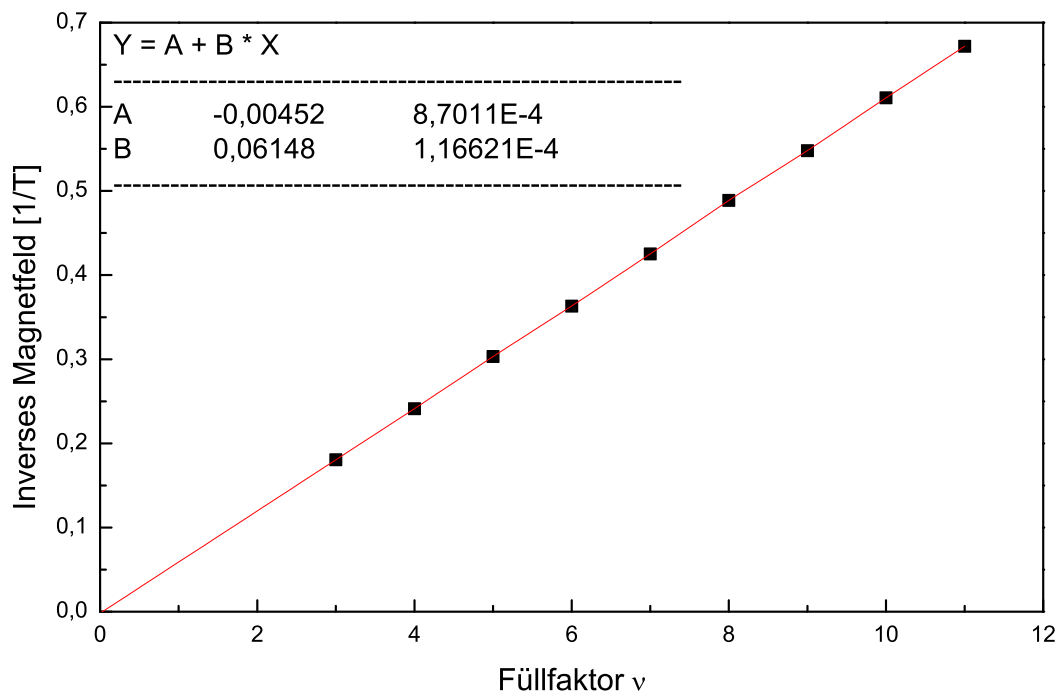
Abbildung 4.11 zeigt eine Auftragung des Füllfaktors an den SdH-Minima über dem inversen Magnetfeld. Aus Gleichung 1.27 folgt die Auswertung der Ursprungsgerade durch die Datenpunkte. Man erhält für das SdH-Minimum bei 5.5 Tesla den Füllfaktor  $\nu = 3$ . Die Ladungsträgerdichte ergibt sich zu  $n = 7.8 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ .

Diese Ergebnisse haben folgende Konsequenzen für die weiteren Messungen :

- Der für die ESR ideale Füllfaktor  $\nu = 1$  kann mit dem Q-Band ESR Spektrometer nicht erreicht werden.
- Das erwartete Resonanz-Signal bei dem g-Faktor von GaAs und einer Mikrowellenfrequenz von 34 GHz liegt bei 5.5 Tesla, also genau im Füllfaktor 3.
- Da sich am Rande der SdH-Minima die Leitfähigkeit der Probe stark ändert,

ist eine starke Verstimmung des Resonators rund um das Resonanzfeld wahrscheinlich.

- Da die geringe Tiefe der Minima auf Inhomogenität der Schichten hindeutet, muss mit starker Inhomogenität der ESR gerechnet werden.



**Abbildung 4.11:** Inverses Magnetfeld der SdH-Minima über Füllfaktor

Nach den Ergebnissen der Transportmessung wäre eine Probe mit geringerer Ladungsträgerdichte günstiger. Diese stand nicht zur Verfügung. Das Einstellen der Ladungsträgerdichte mit einem Gate kann im Falle einer 20 QW Probe ebenfalls nicht angewandt werden. Das weit verbreitete Verfahren, die Probe gegenüber dem externen Magnetfeld zu verkippen um einen bestimmten Füllfaktor an einen gewünschten Feldwert zu zwingen scheidet aufgrund der Resonatorgeometrie ebenfalls aus. Die Probe muss flach liegen bleiben.

## 4.4 ESR-Messungen

Die ersten Versuche, direkte ESR an GaAs-2D-Schichten zu messen, wurden von Seck durchgeführt [24]. Er hat die Versuche eingestellt, da zwar einzelne Messungen zu



gelingen schienen, sie jedoch stets nur wenig über der Rauschgrenze lagen und schlecht reproduzierbar waren. Die Erfahrungen mit ESR an 2D-Systemen in unserer Gruppe ließ uns aus folgenden Gründen hoffen, bessere Ergebnisse zu erzielen:

- Die speziell auf 2D-Schichten ausgelegte Resonatorgeometrie verspricht ein besseres Signal.
- Die von Weinzierl [23] an einem SiGe QW angewandte Detektion der ESR im elektrischen Mikrowellenfeld erlaubt die Messung sehr weniger Spins.
- Die sehr hohe Qualität der 20 QW Probe lässt mehr Signal, respektive geringere Linienbreite vermuten als die Probe von Seck.
- Doppelresonanz-Ausrüstung erlaubt das Ausschalten von Kernspineinflüssen.

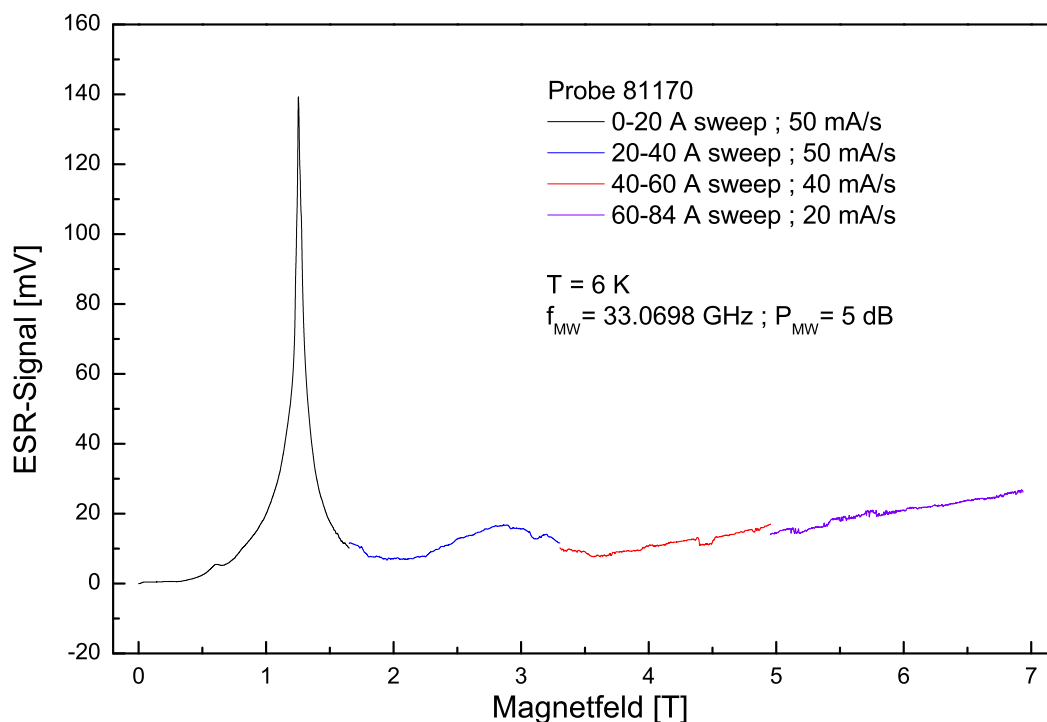
In der Retrospektive waren diese Annahmen sehr optimistisch. Dennoch gelang es, deutliche Fortschritte in der Detektion der direkten ESR im GaAs zu machen.

#### 4.4.1 Standard ESR

Im folgenden werden zwei verschiedene Messmodi unterschieden: Zum einen der Hauptfeldsweep, bei dem das Magnetfeld des supraleitenden 8 Tesla Magneten gefahren wird, zum anderen der 'normale' Sweep mit den eigens dafür vorgesehenen Sweepspulen, währenddessen der Hauptmagnet persistent bleibt. Da die Sweepspulen nur ein maximales Feld von  $\pm 750$  Gauss erreichen, muss man für größere Sweeps den Hauptmagneten verfahren. Da dieser aus einer supraleitenden, geschlossenen Spule besteht welche mit einem so genannten Switch versehen ist, ist das Verfahren des Feldes um einiges aufwändiger und ungenauer als der Sweep mit den Sweepspulen. Man erhält einen Feldversatz zwischen Up- und Downsweep, der durch die große Induktivität der Spule und dem Strom durch den normalleitenden Switch verursacht wird. Dieser Versatz ließ sich an dem gegebenen System nicht unter ca. 200 Gauss drücken. Außerdem sind mit dem Hauptmagneten nur sehr kleine Sweepraten möglich (ca. 16 G/s).

##### Vollfeldsweep

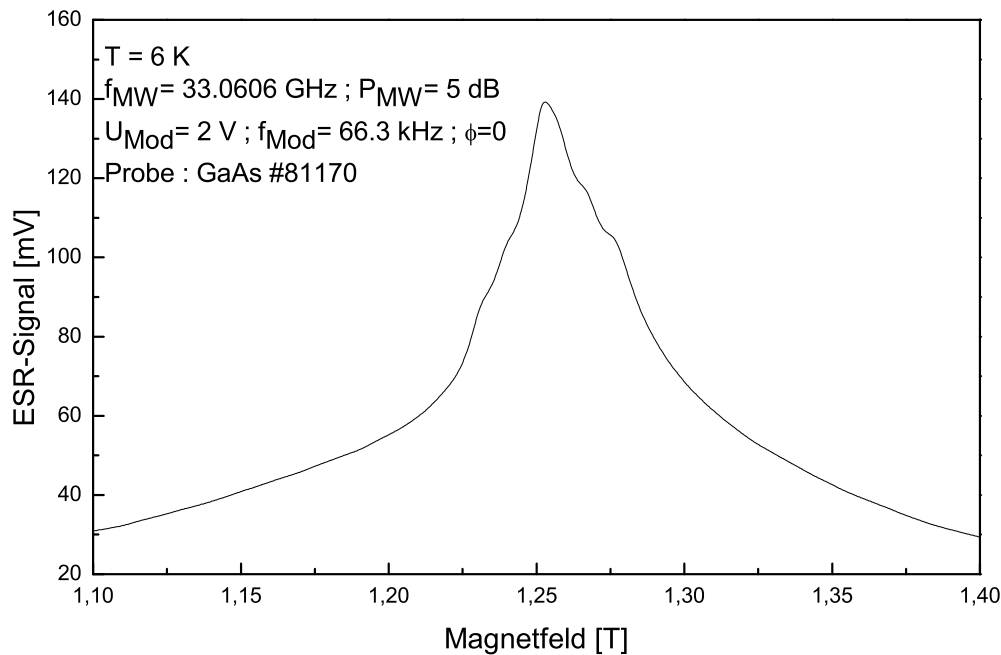
Abbildung 4.12 zeigt eine ESR-Messung mit der Probe 81170 sowie einer Si:P Eichprobe deren Signal bei  $g \simeq 2$  liegt. Dargestellt ist ein Sweep des Hauptfeldes über den ganzen Feldbereich, den man mit dem supraleitenden Magneten erreicht. Da der Resonator durch einen kleinen DC-Offset im Modulationsstrom sowie durch leichten



**Abbildung 4.12:** ESR an Probe 81170, Hauptfeldsweep über den ganzen Feldbereich,  $T=6$ K,  $P_{MW}=5$  dB, Sweeprate:16 G/s

Ferromagnetismus einiger Bauteile eine mit dem Magnetfeld wachsende Kraft erfährt und sich dadurch in der Frequenz verstellt, musste die Messung in mehrere Teilstücke aufgeteilt werden. Sie sind durch unterschiedliche Farben gekennzeichnet. Sehr deutlich zu sehen ist das große Signal bei 1.2 Tesla, was einem  $g$ -Faktor von  $g=2$  bei 34 GHz entspricht. Die Signalamplitude ist um 2 Größenordnungen höher als das Signal der Baseline. Dieses Hintergrundsignal kann Verunreinigungen des Spektrometers, insbesondere wahrscheinlich der Spiegel, durch Mangan zugeschrieben werden. Das ESR-Signal von Mangan in Festkörpern ist gut bekannt. Da Mangan sowohl einen Elektronenspin von  $5/2$  als auch einen Kernspin von  $5/2$  aufweist erhält man meist 6 Hyperfeinstruktur-Linien, mit nicht aufgelöster Feinstruktur. Die Hyperfein-Aufspaltung ist bei 1.2 Tesla etwa 100 Gauss. Betrachtet man das Signal um  $g=2$  näher (Abbildung 4.13) so sieht man 6 Schultern, wobei die mittleren zwei das Si:P Signal vollständig verdecken. Der Abstand der einzelnen Stufen stimmt recht gut mit den für Mangan erwarteten 100 Gauss überein. Die extreme inhomogene Verbreiterung der einzelnen Linien kann durch den Ursprung des Signales gut erklärt werden. Mangan ist zum einen in dem Galvanisierbad enthalten, mit dem die Spiegel auf die

Makorhalter galvanisiert werden. Außerdem ist in den Substraten der GaAs-Proben Mangan enthalten, das wahrscheinlich durch kleinste Probenbruchstücke in die Koppeleinrichtung und den Hohlleiter gelangte. Dadurch erhält man Mangan-Signale aus unterschiedlichen Magnetfeldern und unterschiedlichen Umgebungen. Dies führt zu einer solchen vollständig verbreiterten Signalform.

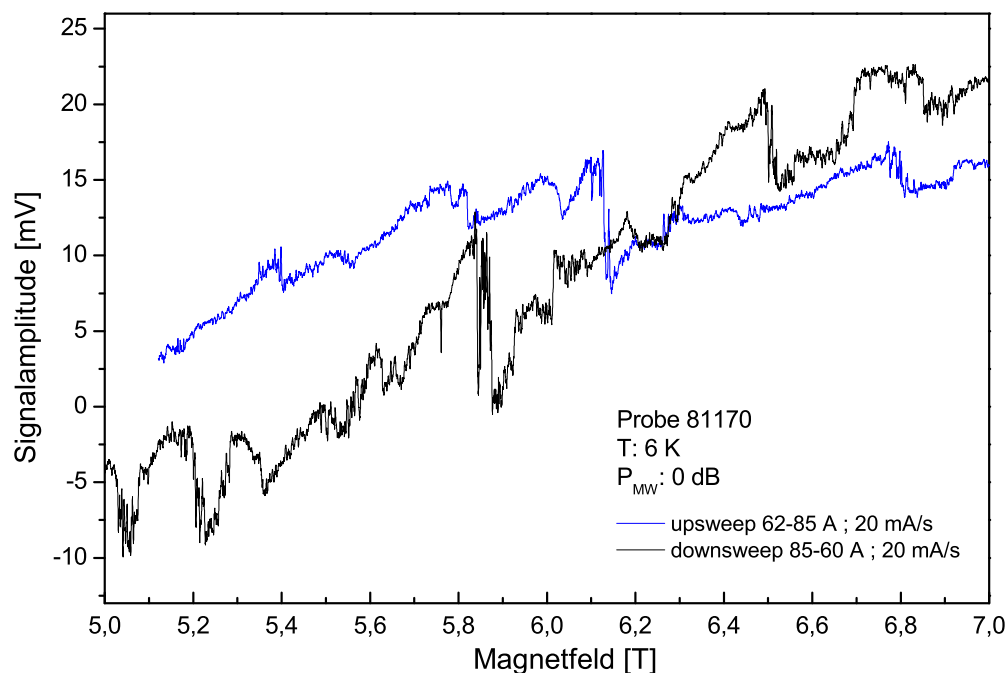


**Abbildung 4.13:** ESR an Probe 81170, Ausschnitt aus Hauptfeldsweep (Abb. 4.12 um  $g=2$ , Mangan-Hintergrund,  $T=6\text{K}$ ,  $P_{MW}=5\text{ dB}$ )

### Signalsuche

Der  $g$ -Faktor von Galliumarsenid wird in der Literatur mit  $g_{GaAs} = -0.44$  angegeben [43], [82]. Im 2D-System geben Hannak et. al. [49] eine  $g$ -Faktorabhängigkeit von  $8.9 \cdot 10^{-3}$  pro Monolage, ausgehend von  $g=-0.2$  bei 10 nm QW-Dicke an. Somit wäre für den 30 nm dicken QW der  $g$ -Faktor bereits wieder der Wert des massiven Materials. Für den 20 nm QW ergibt sich dann ein  $g$ -Faktor von  $g=-0.35$ . Dementsprechend sollte die ESR des 30 nm QWs bei 34 GHz bei 5.5 Tesla, die des 20 nm QWs bei 6.9 Tesla liegen. Durch die große Fluktuation des  $g$ -Faktors mit der Dicke sind bereits bei geringen Abweichungen der QW-Dicke vom Sollwert große Abweichungen im Resonanzfeld zu erwarten. Aus diesem Grund wurde zunächst der Bereich von 5 bis

7 Tesla nach einem Resonanz-Signal abgesucht. Da die erwartete Linienbreite in der Größenordnung einiger 10 bis 300 Gauss liegt, ist die Wahrscheinlichkeit, die Linie durch zu große Feldsprünge zu übersehen, gering. Die Feldaufösung bei einem Sweep von 20000 Gauss und der hier verwendeten 12500 Punkte ist immer noch 1.6 Gauss.

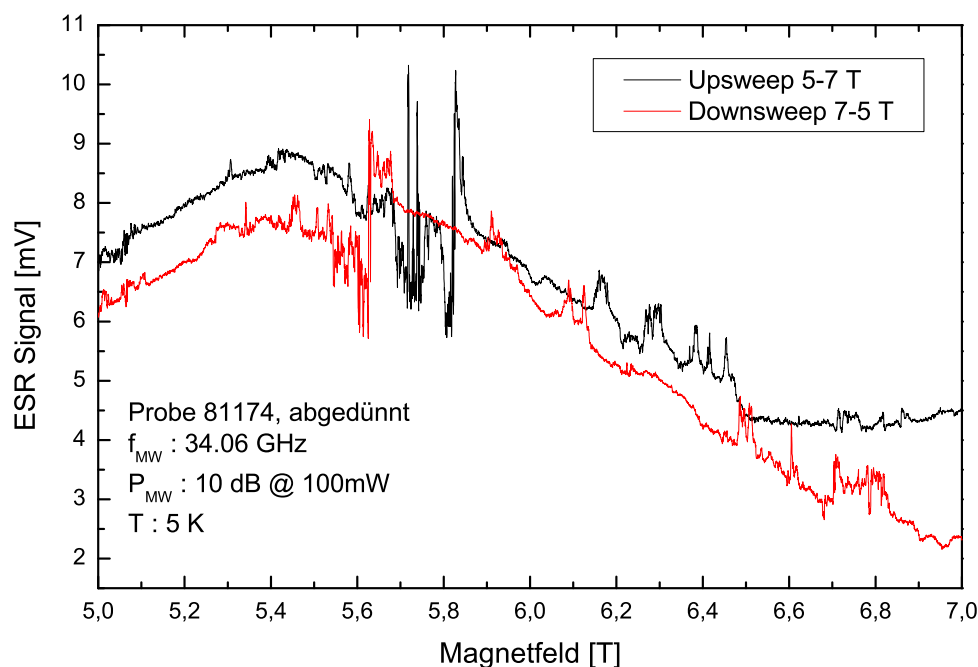


**Abbildung 4.14:** ESR an Probe 81170, Hauptfeldsweep. Blau: Upsweep, Schwarz: Downsweep,  $T=5K$ ,  $P_{MW}=0$  dB

Abbildung 4.14 zeigt ein ESR-Signal im Hauptfeldsweep detektiert. Die blaue Kurve zeigt den Upsweep. Die Baseline ist unterbrochen von kleinen Versetzungen, welche durch mechanische Einflüsse des Hauptfeldes auf die Modulationsspulen und die Resonatorzustände kommen. In der Mitte des Bildes sieht man das ESR-Signal. Es hat die Form einer abgeleiteten Lorentzlinie, asymmetrisch verzerrt. Die Linienbreite beträgt etwa 500 Gauss. Das Resonanzfeld liegt bei 6.13 Tesla bei 34.065 GHz, entsprechend einem  $g$ -Faktor von  $g=-0.39$ . Das Minuszeichen kann selbstverständlich aus dieser Messung nicht bestimmt werden, es geht jedoch aus den Untersuchungen von Hannak [49] eindeutig hervor, dass die  $g$ -Faktoren solcher Quantumwells negatives Vorzeichen haben. Aufgrund der geringen Sweepraten und der damit verbundenen langen Sweepdauern von etwa 20 Minuten pro Sweep konnte das Signal nicht über mehrere Sweeps akkumuliert werden. Dadurch war es im allgemeinen nicht möglich,

Artefakte wie die oben genannten Sprünge auszumitteln. Daher wurden stets mehrere Messungen durchgeführt und miteinander verglichen, da ein ESR-Signal bei gleichen Bedingungen stets gleich aussieht, die Artefakte jedoch stark variieren. Die schwarze Kurve zeigt den Downsweep. Wieder ist das ESR-Signal zu erkennen, jedoch zu kleinerem Magnetfeld verschoben. Die große Hyperfeinkopplung im GaAs führt zu sehr großen Werten des Kernmagnetfeldes [83] und damit zu großer Overhauserverschiebung: ein Wert von  $\Delta B_{Ov} = 5.3$  Tesla bei 100 % Kernspinpolarisation kann berechnet werden [24]. Das Kernfeld verschiebt die Resonanz jeweils zu niedrigerem externen Feld [84], [85]. Im Falle von Dobers [85] wurden bei 1.3 Kelvin Overhauserverschiebungen von 0.2 Tesla erreicht, jedoch ohne einen Resonator für die ESR zu verwenden, also mit vergleichsweise geringer Mikrowellen-Feldstärke. Da das Feld im Downsweep aufgrund der großen Induktivität des Magneten stets etwas über dem Sollwert liegt, kann das Signal zusätzlich um den maximalen Wert der Feldhysterese im Sollfeld nach unten verschoben sein. Dies waren jedoch für diesen Magneten nur etwa 200 Gauss, in Abbildung 4.14 ist die Verschiebung etwa 4000 Gauss. Der Hauptgrund für eine Signal-Verschiebung ist also mit einiger Sicherheit die große Overhauserverschiebung. Da die Kernspin-Relaxationszeit in GaAs so groß sind, bleibt die Verschiebung der Linie über die Zeitdauer einer Messung nahezu konstant, sofern nicht von außen darauf Einfluss genommen wird.

Die Form des ESR-Signals ist durch die geringe Signalamplitude schlecht zu analysieren. Man kann jedoch erkennen, dass es ansatzweise eine symmetrische, abgeleitete Lorentzlinie ist. Die Linienbreite liegt bei etwa 300 Gauss. Eine mögliche Erklärung der Abweichung von der idealen Signalform wird von Seck [24] aufgezeigt. Er geht von einer durch Fluktuationen im g-Faktor sehr inhomogen verbreiterten Linie aus. Seck misst Linienbreiten an den flachen Donatoren in GaAs von etwa 0.5 Tesla. Wie in dem Modell von Seck simuliert, würde die DNP zusammen mit der Overhauserverschiebung dazu führen, dass die einzelnen Linien unter der inhomogen verbreiterten Linie auflaufen und dadurch eine deformierte Linie mit einer steilen Flanke ausbilden, die dann dementsprechend größere Amplitude aufweist. Dieser Ansatz kann möglicherweise auch die Messungen in Abbildung 4.15 erklären. Die schwarze Kurve wurde im Upsweep aufgenommen. Sie zeigt mehrere kleine, zerrissene Linien, mit einer breiteren stärkeren Linie auf der Hochfeldseite. Da die Probe aus 20 einzelnen Quantumwells besteht, kann die DNP für die einzelnen Wells durchaus unterschiedlich stark sein. Diese wiederum kann dazu führen, dass die von Seck beschriebene dynamische Verschmälerung der Linie für verschiedene Wells bei unterschiedlichen Feldern stattfindet. Unterschiede in der DNP können zum Beispiel von einer inhomogenen Verteilung des



**Abbildung 4.15:** ESR an Probe 81174, Vergleich des Signals im up- und down-sweep,  $T=5\text{K}$ ,  $P_{\text{MW}}=10\text{dB}$

Mikrowellenfeldes  $B_1$  über der Probe stammen. Diese Inhomogenität des  $B_1$ -Feldes kommt unter anderem dadurch zustande, dass die Probe mit Vakuumfett auf dem unteren Resonatorspiegel gehalten wird. Diese Fettschicht wird manuell aufgebracht und ist nicht gleichmäßig dick. Je nach individuellem Einbau kann die Probe also leicht schräg liegen. Außerdem verkürzt die hohe dielektrische Konstante des GaAs Substrats die effektive elektrische Länge des Resonators, so dass die Wells bereits nicht mehr exakt im Maximum des Magnetfeldes liegen. Je weiter außerhalb des Maximums die aktiven Schichten liegen, desto größer ist die Änderung von  $B_1$  in Abhängigkeit von der Höhe. Eine einfache Abschätzung ergibt für die Wellenlänge  $\lambda_{\text{GaAs}}$  der Mikrowelle in der Probe

$$\lambda_{\text{GaAs}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\text{GaAs}} \cdot \nu_{\text{MW}}}} \quad (4.1)$$

$$= \frac{299792458}{\sqrt{13.18 \cdot 3.4 \cdot 10^{10}}} \text{m} \quad (4.2)$$

$$= 2.4\text{mm} \quad (4.3)$$

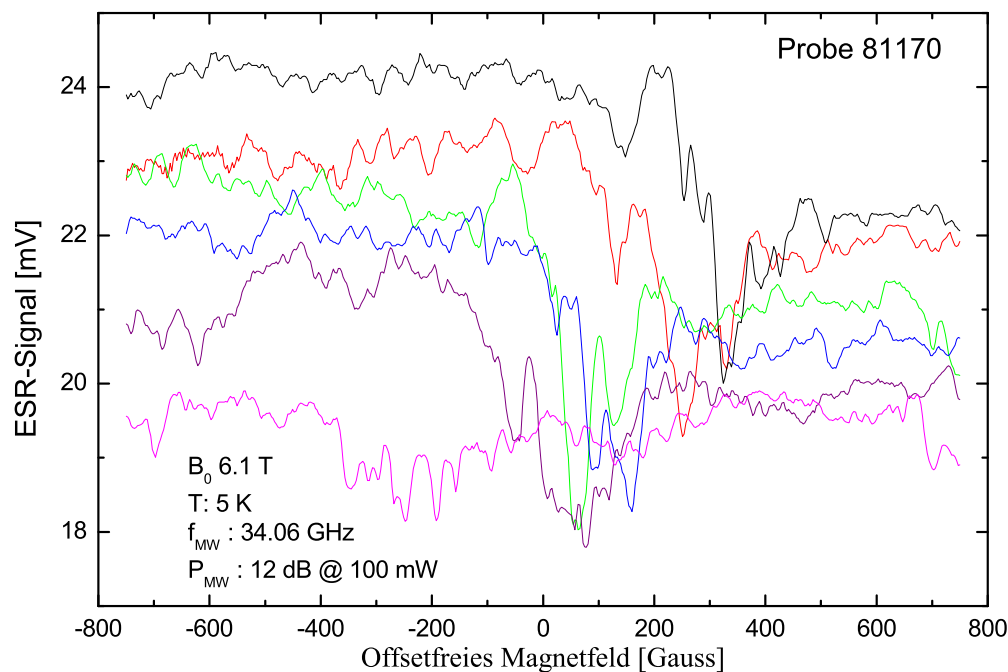
Hier ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $\varepsilon_{\text{GaAs}}$  die Dielektrizitätskonstante von GaAs und  $\nu_{\text{MW}}$  die Frequenz der Mikrowelle. Somit liegt bereits der erste Magnetfeld-Knoten mit einem Abstand von  $\lambda/4$  vom Spiegel in der Probe (1 mm dick bei vollem Substrat). Selbst bei abgedünntem Substrat hat man noch eine große Variation von  $B_1$  innerhalb der Probe.

Die rote Kurve in Abbildung 4.15 zeigt den Downsweep, eine einzelne Resonanzlinie. Dies wäre zu der obigen Betrachtung konsistent, da die Overhauserverschiebung die einzelnen Linien zu geringerem Feld hin verschiebt. Beim Upsweep würde man somit den einzelnen Linien 'entgegen gehen', so dass diese schnell die Resonanz durchfahren, und somit jede Linie an einer Position entsprechend ihrer DNP messen. Im Downsweep hingegen verbreitern einzelne Linien (siehe Dobers [85]) so dass man sie aufgrund der geringeren Amplitude der Einzellinie nicht wahrnimmt, und man könnte die restlichen Linien so lange vor sich herschieben, bis man die maximale Overhauserverschiebung erreicht hat, und man die Linie durch die Resonanz zwingt. Diese spekulative Erklärung ist allerdings keineswegs zwingend schlüssig, jedoch macht sie die beobachteten Signale plausibel.

### Overhauserverschiebung

Wie in den vorhergehenden Messungen deutlich wurde, ist die Lage der ESR-Linie des 2D-Systems von der Vorgeschichte der Messung abhängig. Es ist daher so, dass die Resonanz, je nach dem bei welcher Temperatur, welcher Mikrowellenleistung und welcher Sweepgeschwindigkeit gemessen wurde, bei verschiedenen Magnetfeldstärken auftrat. Weiterhin spielt die Magnetfeldstärke beim Abkühlen sowie die Einbaulage der Probe im Resonator eine Rolle. Daher war es meist nicht möglich, die ESR mit Hilfe der schnellen Sweepspulen zu messen, die eine präzise Feldpositionierung und schnelle Sweeps erlauben. Meistens musste die Resonanz mit einem Hauptfeldsweep gesucht werden. Wurde danach die Resonanzstelle angefahren, so war die Linie oft nicht mehr dort (durch DNP weiter verschoben) oder war, wahrscheinlich aufgrund einer Ausschmierung der Linie durch die DNP, nicht mehr messbar. In einigen Fällen jedoch konnte die Linie durch Anfahren bei abgeschalteter Mikrowelle mit einem Sweepspulen-Sweep gemessen werden. Eine solche Messung ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Gezeigt wird eine Serie von Sweeps, bei der sich die Linienlage durch die zunehmende Overhauserverschiebung jeweils um etwa 100 Gauss verschiebt.

Während jedem Durchlaufen der Resonanz wird durch DNP die Overhauserverschiebung vergrößert und damit die Linie weiter zu geringerem Resonanzfeld verschoben. Da mit den Sweepspulen eine Sweeprate von etwa 50 Gauss pro Sekunde erreicht



**Abbildung 4.16:** ESR an Probe 81170,  $T=5.5\text{K}$ , Feldoffset:  $B_0=6.1$  Tesla,  $P_{\text{MW}}=12\text{dB}$ , Folge von Sweeps mit den Sweepspulen, Reihenfolge der Sweeps : Schwarz, Rot, Blau, Grün, Violett, Magenta, Jeweils 2 Minuten Pause bei niederem Feld zwischen den Sweeps, Messung beim Upsweep

wird, wird die Linie bei jedem Sweep nur wenig verschoben. Da (ohne Daten aufzunehmen) beim Downsweep ebenfalls die Resonanz durchfahren wird, entfällt auf jeden Durchlauf der Linie durch die Resonanz etwa die Hälfte der Polarisierung.

#### 4.4.2 Field-Pinning

Um den Einfluss der DNP auf die Linienlage zu eliminieren, wurde von Hillman [84] vorgeschlagen, die Linie durch depolarisieren der Kerne mit RF an einer bestimmten Stelle zu 'pinnen'. Er zeigte die Wirksamkeit dieser Methode mit einer EDESR-Messung an einem Galliumarsenid-Quantentopf ähnlicher Bauart. In Galliumarsenid stehen für die Wahl der Kernspinresonanz drei Kandidaten zur Verfügung :  $^{75}\text{As}$ ,  $^{71}\text{Ga}$  and  $^{69}\text{Ga}$ . Ihre wichtigsten Eigenschaften sind in Tabelle 4.2 aufgeführt

Die Durchführung eines solchen Experimentes war aus folgenden Gründen sehr problematisch :

- Die offene Geometrie des Fabry-Perot-Resonators macht ihn empfindlich für



Kern	$^{75}\text{As}$	$^{71}\text{Ga}$	$^{69}\text{Ga}$
Natürliche Häufigkeit	1	0.604	0.396
Anteil in GaAs	0.5	0.302	0.198
Kernspin	3/2	3/2	3/2
$\frac{\gamma_N}{2\pi}$ [MHz/T]	7.2918	12.9835	10.2195
Frequenz für 5.8719 T [MHz]	42.817	76.238	60.008

**Tabelle 4.2:** Eigenschaften der Atomkernspezies in GaAs, aus Bruker Almanac, [86]

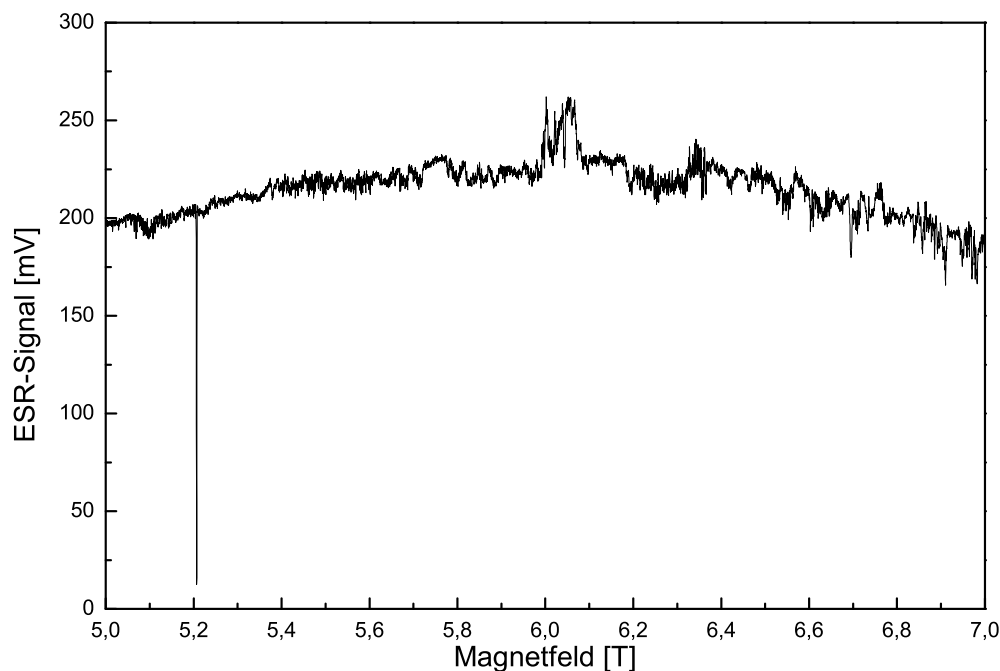
Störungen durch leitfähige Materialien im Inneren, wie sie Spulen oder Loops zum Einkoppeln von RF darstellen.

- Da die Probe mit 4 mal 4 mm eine sehr große Fläche hat, reicht ein einzelner Loop nicht aus, um die Probe auch nur mäßig homogen mit RF zu bestrahlen. Inhomogene Bestrahlung jedoch führt nicht zu sehr scharfen Linien
- Eine flächige Zuführung von RF erfordert hohe RF-Leistung und erwärmt damit die Probe in nur schlecht kontrollierbarem Maße.

Die in dieser Arbeit gewählte Kompromisslösung besteht aus einem Spiegel, aus dessen Silberoberfläche eine kreisförmige Isolationsbahn ausgefräst wurde, bei einem Radius, der etwa der 1/e-Länge der gaussförmigen Intensitätsverteilung der Resonatormode entspricht (Siehe Abbildung 2.7). Von zwei Seiten wurden Zuleitungen ausgefräst. Auf diese Weise blieb die Resonatorgüte hoch, die benötigten Ströme durch die Metallfläche waren zwar deutlich größer als bei einem Loop, jedoch auch wesentlich geringer als bei einer Kontaktierung des gesamten Spiegels.

Eine typische Field-Pinning-Messung zeigt Abbildung 4.17. Bei etwa 6.05 Tesla sieht man Überreste der sehr schlecht ausgeprägten ESR-Linie. Sie stammen mit großer Wahrscheinlichkeit daher, dass nicht alle QWs gleiche DNP aufbauen. Die Gründe sind hier die gleichen wie im Falle der normalen ESR-Messungen. So wurden die meisten QWs mit der selben Rate in ihrer Resonanz zu niederen Magnetfeldern verschoben, mit der das Feld selbst gefahren wurde. Daher bleibt die Resonanz unsichtbar, bis an den Punkt an dem die Kerne, in diesem Fall  $^{75}\text{As}$  in die RF-Resonanz geraten. Hier werden die Kerne nicht mehr weiter aufpolarisiert und die Resonanz wird, nunmehr für alle Elektronen an der selben Stelle, durchfahren. Das Ergebnis ist eine schmale

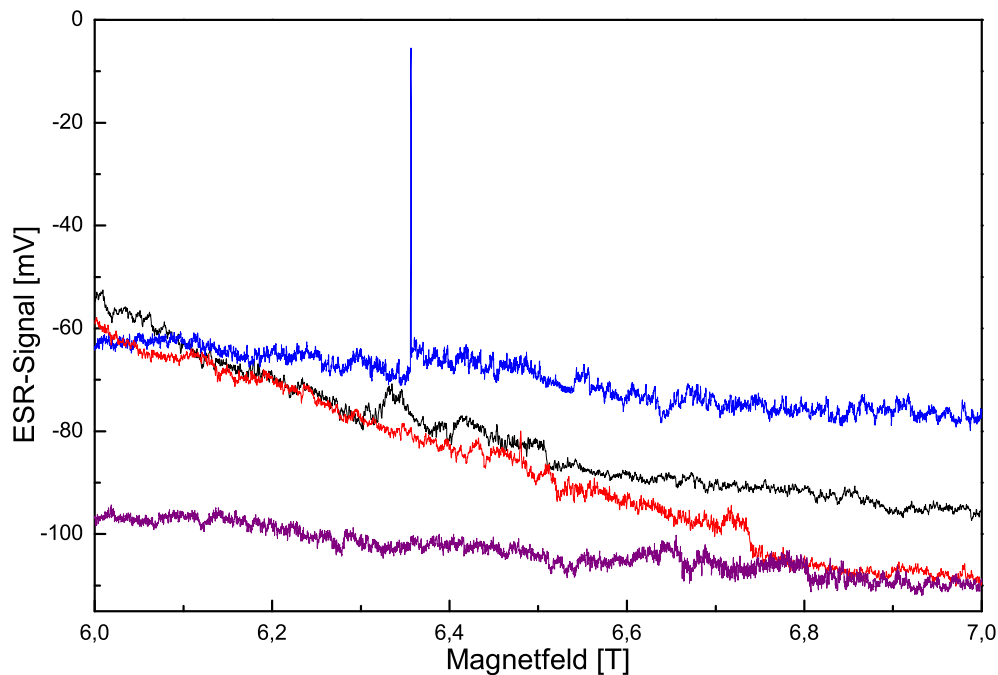
Linie großer Amplitude und von einer Form, die der dynamisch verschmälerten Form von Seck ähnelt.



**Abbildung 4.17:** ESR an Probe 81174, einzelne Fieldpinning Messung,  $P_{\text{MW}}=5$  dB,  $T=5\text{K}$ ,  $f_{\text{RF}}=42.75$  MHz (5.8T für  $^{75}\text{As}$ ,  $P_{\text{RF}}=15$  W)

Abbildung 4.18 zeigt eine Folge von 4 Sweeps, nacheinander aufgenommen. Zunächst wurde jeweils ein Up- und Downsweep ohne RF durchgeführt (rot, schwarz). Wieder sind die (sehr schwachen) ESR-Signale bei 6.7 Tesla im Up- und 6.3 Tesla im Downsweep zu erkennen. Danach wurde mit angeschaltener RF das Feld wieder auf 7 Tesla gefahren. Die RF ist notwendig, um die Kerne wieder zu depolarisieren und somit die Linie zumindest wieder weit genug 'nach oben' zu schieben, für die nächste Messung. Die Frequenz der RF in dieser Messung war 43.75 MHz, entsprechend einem Resonanzfeld von 6.2 Tesla für die  $^{75}\text{As}$  Kerne. Tatsächlich sieht man eine scharfe Resonanzstruktur, allerdings bei zu großem Magnetfeld. Über die Ursache dieser Abweichung kann im Moment nur spekuliert werden. Sie erscheint zu groß für eine Feldabweichung durch die Magnetinduktivität. Sie ist für alle Field-Pinning-Messungen vorhanden und auch immer annähernd gleich groß. Leider stand zu diesem Zeitpunkt keine Hallsonde zur Verfügung, mit der das Feld im Inneren des Magneten hätte ge-

messen werden können, und es existiert auch keine Eichprobe für so kleine g-Faktoren. Nachträglich erfolgte Eichmessungen mit einer Hallsonde im Streufeld lassen eine so große Feldabweichung allerdings nicht plausibel erscheinen.



**Abbildung 4.18:** ESR an Probe 81174,  $T=4.5\text{K}$ ,  $P_{\text{MW}}=0\text{dB}$ ,  $f_{\text{RF}}=45.209\text{ MHz}$  ( $6.2\text{ T}$ ,  $^{75}\text{As}$ ),  $P_{\text{RF}}=10\text{ W}$ , zeitliche Abfolge von Fieldpinning Messungen, 1. Upsweep ohne RF: rot, 2. Downsweep ohne RF: schwarz, 3. Upsweep mit RF: violett, 4. Downsweep mit RF: blau

### Kommentar

Die Field-Pinning-Messungen scheinen ein gangbarer Weg zu sein, um die direkte ESR in diesen GaAs-Systemen reproduzierbar und mit hoher Empfindlichkeit zu messen. Durch ein adiabatic-rapid-passage Experiment wie es auch Hillman [84] und Dobers [85] schon vorgeschlagen haben, könnte dann auch der wahre g-Faktor der 2D-Elektronen ermittelt werden. Die dazu nötigen Experimentellen Voraussetzungen dafür wären geschaffen, es blieb allerdings im Rahmen dieser schon sehr lange andauernden Arbeit keine Zeit mehr für die Experimente.



# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zweidimensionale Elektronengase in zwei verschiedenen Materialsystemen mit Methoden der Elektronenspin-Resonanz untersucht. Beide Systeme bilden das 2-DEG innerhalb eines Quantentopfs aus, der durch Heterostrukturierung der Halbleiter erreicht wird. Beide Systeme sind aus der Gruppe der III-V-Halbleiter, an denen bislang direkte ESR-Messungen nicht reproduzierbar gelungen waren. Erste Ansätze [24] waren bereits vorhanden, jedoch mit wenig Erfolg, selbst bei extremen Bedingungen.

Das Galliumarsenid-System ist durch eine Vielzahl von Transport-Experimenten gut charakterisiert. Auch EDESR oder ODMR wurden in diesen 2-DEGs erfolgreich demonstriert. Die herausragende Eigenschaft bezüglich der ESR an einem solchen System ist die sehr große Hyperfeinwechselwirkung, welche durch eine 100 %ige Häufigkeit von  $3/2$ -Kernspins des GaAs hervorgerufen wird. Sie führt zu sehr starker dynamischer Kernspinpolarisation, die bei ESR-Messungen große experimentelle Probleme verursacht. Durch die starke Spin-Bahn-Kopplung liegt der  $g$ -Faktor des Volumenmaterials bei  $g=-0.4$ . Durch die benötigten hohen Magnetfelder sind Untersuchungen dieses Materialtyps in Standard-ESR-Spektrometern nicht möglich. Außerdem führt der weit vom Wert des freien Elektrons abweichende  $g$ -Faktor zu großen  $g$ -Inhomogenitäten innerhalb der Struktur und somit zu riesigen Linienbreiten, sowie zu einer großen Overhauserverschiebung von bis zu 5.3 Tesla, so dass bislang die direkte ESR an diesen Schichten scheiterte.

Das Aluminiumarsenid-System ist von Transport-Untersuchungen her nicht so gut charakterisiert. Hier sind gute Strukturen mit hohen Elektronen-Beweglichkeiten erst in den letzten Jahren verfügbar geworden. Erste optisch und elektrisch detektierte ESR Untersuchungen weisen auf einen  $g$ -Faktor 'nahe' beim Wert des freien Elektrons hin. Über direkte ESR-Messungen ist uns nichts bekannt. Hier tritt aufgrund der Tatsache, dass AlAs ein indirekter Halbleiter mit dem Leitungsbandminimum in  $X$ -Richtung im  $k$ -Raum ist, keine besonders große Hyperfeinwechselwirkung auf. Auch die Spin-Bahn-Kopplung ist, wie am  $g$ -Faktor zu erkennen, nicht so groß wie im GaAs.

Daher ist dieses System mit Standardmethoden gut untersuchbar.

## 5.1 Spektrometer

Ein wesentlicher Teil der hier vorliegenden Arbeit stellt die Entwicklung und der Bau eines Q-Band-ESR-Spektrometers dar. Um direkte ESR an zweidimensionalen Systemen messen zu können, wird ein Spektrometer benötigt, welches genau auf die Anforderungen dieser Systeme zugeschnitten ist. Da der g-Faktor von Galliumarsenid mit einem Resonanzfeld von 1.79 Tesla bei 10 GHz außerhalb der Reichweite eines Standard-Spektrometers ist, muss zunächst ein geeignetes Magnet - Mikrowellengenerator - Paar gefunden werden. Hier fiel die Entscheidung auf ein Q-Band-System mit 34 GHz, da das erwartete Resonanzfeld von 6 Tesla im erreichbaren Bereich eines bereits installierten 8 Tesla Supraleitungsmagneten liegt. Hierzu wurde dann ein Fabry-Perot-Resonator entworfen, der von seiner Feldverteilung der Probengeometrie gut angepasst ist. Weiterhin ermöglicht dieser Aufbau eine Positionierung der Probe in E- und B-Feld des Resonators sowie Doppelresonanz-Experimente. Hierdurch wurde die Detektion mittels des Rashba-Feldes ermöglicht. Nachteile dieses Systems sind das große Volumen, das zu geringen  $B_1$ - und Modulationsfeldstärken führt, sowie die Anfälligkeit der Resonatormode gegenüber großvolumigen Proben mit hoher Dielektrizitätskonstante.

Die Eignung des Aufbaus wurde durch Test und Kalibrations-Messungen nachgewiesen.

## 5.2 Galliumarsenid

Die Ergebnisse, welche an den Galliumarsenid-Proben erzielt wurden, sind insgesamt qualitativer Natur. Dies liegt im wesentlichen daran, dass Aufgrund der langen Zeitskalen in den ESR-Experimenten (Kernspinrelaxation und Sweepdauern) meist nur ein Experiment pro Tag durchgeführt werden konnte. Somit war weder ein Akkumulieren der Daten möglich, noch eine exakte Reproduzierbarkeit der Versuchsbedingungen im allgemeinen gegeben.

### 5.2.1 HLR-Probe

Die HLR-Messungen am MPI-FKF in Büsnau waren ursprünglich als Vorversuche zur EDESR an Quantumwells im QHE-Regime, speziell im Bereich des HLR gedacht.

Da die HLR-Probe sehr empfindlich auf statische Aufladung reagiert und durch geeignete Beleuchtung erst Ladungsträger bekommt, wurden die Experimente auch zur Optimierung von Versuchsaufbauten und Probenhandling genutzt.

### HLR-Messungen

Um die Randbedingungen der ESR - passender Füllfaktor bei richtigem Magnetfeld zur eingestrahlten Mikrowellenfrequenz - zu erfüllen, wurden Versuche durchgeführt, die Ladungsträgerdichte mittels eines Gates einzustellen. Diese Versuche waren erfolgreich und die gewonnenen Erfahrungen konnten für die weiteren Messungen genutzt werden. Es zeigte sich außerdem, dass zu hohe Gate-Spannungen zum Verlust der Ladungsträger im QW führten. Trotzdem konnte die Ladungsträgerdichte um einen Faktor 0.8 abgesenkt werden, das SdH-Minimum bei  $\nu = 1$  verschiebt sich dadurch um etwa 1 Tesla. Der HLR-Effekt entsteht durch Polarisation der Kernspins durch den Strom [11]. Um die Polarisation aufbauen zu können, muss das Magnetfeld sehr langsam in Richtung der Overhauserverschiebung, im GaAs also abwärts, gefahren werden. Die Änderung des Feldes muss langsam genug erfolgen, um dem System Zeit zu lassen, die Polarisation aufbauen zu können. Um den HLR-Effekt unabhängig von der, bislang willkürlich, gewählten Feldrampe messen zu können, wurde ein Verfahren entwickelt, das es erlaubt das Feld mit der maximal möglichen Rate zu fahren. Hierzu wird das Magnetfeld in diskreten Schritten verändert. Das Messprogramm ermittelt an jedem angefahrenen Feldwert die zeitliche Veränderung des Längswiderstandes und wartet so lange, bis sich ein stabiler Zustand eingestellt hat. Dann wird der nächste Feldschritt ausgeführt. Mit diesem Verfahren konnte die typische Zeitkonstante mit der sich der HLR-Effekt aufbaut zu  $\tau_{HLR} = 300\text{s}$  bestimmt werden. Weiterhin kann mit dieser Methode präzise das absolute HLR-Maximum des Längswiderstandes angefahren werden. Dies war im Hinblick auf die ESR-Messungen ein wichtiger Schritt.

### EDESR-Messungen

Die EDESR-Messungen wurden an der University of Florida in Gainesville im Labor von Prof. R. Bowers durchgeführt. Die Probe wurde in einem  $^3\text{He}$ -Kryostat auf 0.4 Kelvin abgekühlt und Messungen des Längswiderstandes durchgeführt. Mikrowelle wurde über eine Antenne (ohne Resonator) auf die Probe gestrahlt und die Änderung des Längswiderstandes durch die Mikrowelle in Doppelmodulationstechnik gemessen. Leider konnte keine resonante Mikrowellenabsorption gemessen werden. Die Probe zeigt eine, im Vergleich zu bekannten EDESR-Messungen, 'normale' Reaktion auf die Mikrowelle, ohne jedoch einen ESR-Übergang zu zeigen. Eine interessante Hysterese

des Längswiderstandes bei einem Füllfaktor von  $\nu = 3/2$  konnte gemessen und rudimentär charakterisiert werden. Weitere Experimente konnte auf Grund der zeitlichen Beschränkung der Meßperiode nicht durchgeführt werden.

### 5.2.2 ESR-Probe

Aufgrund ihrer symmetrischen Dotierung brauchen die ESR-Proben keine Beleuchtung um ausreichend große Anzahl Ladungsträger im QW zu haben. Sie sind dadurch auch nicht empfindlich gegen elektrostatische Einflüsse.

Die Proben wurden mit Hilfe von Transportmessungen charakterisiert. Aus den Quantenhalleffekt-Messungen ergab sich ein Füllfaktor von  $\nu = 3$  bei 5.5 Tesla. Das ist in dem Magnetfeldbereich um 6 Tesla, wo der ESR-Übergang bei 34 GHz und einem g-Faktor von GaAs von  $g=-0.4$  erwartet wird. Dies verspricht gute Aussichten auf ein messbares ESR-Signal, da bei den ganzzahligen Füllfaktoren die Leitfähigkeit der Probe verschwindet und die Resonatorgüte dort sehr hoch sein sollte. Dobers findet die besten EDESR Ergebnisse aufgrund der großen Leitfähigkeitsänderung mit der Temperatur ebenfalls an den Rändern der SdH-Minima im Längswiderstand [50]. Die Ladungsträgerdichte wurde auf  $10^{12} \text{cm}^{-2}$  pro Quantumwell bestimmt. Die Anzahl der Spins in der Probe ergibt sich somit zu  $3 \cdot 10^{12}$ . Damit sollte eine sehr breite ESR-Linie, wie sie erwartet wird, gerade noch messbar sein.

### ESR-Messungen

Die Standard-ESR-Messungen im Q-Band erwiesen sich als sehr schwierig. Dies war vor allem darauf zurückzuführen, dass das ESR-Signal nicht nur wie erwartet schwach und breit ist, sondern auch eine sehr große dynamische Kernspinpolarisation und eine dadurch verursachte Overhauserverschiebung zeigt. Dies ist insofern erstaunlich, als dass die verfügbare Mikrowellenleistung im Q-Band nur 100 mW beträgt und das erreichbare  $B_1$ -Feld durch den sehr großen Resonator selbst bei vergleichbarer Leistung sehr klein gegenüber einem Standard-Resonator ist.

Im Upsweep wurde der g-Faktor der GaAs-Linie zu  $g_{GaAs} = -0.39$  bestimmt. Die Genauigkeit ist sehr gering, da zum einen das Signal-Rausch-Verhältnis sehr schlecht ist, zum anderen die Linienform sehr verzerrt, so dass die Linienlage lediglich aus dem Nulldurchgang ermittelt werden konnte. Dieses Ergebnis war bei vielen Einzelmessungen mit geeigneten Messbedingungen reproduzierbar. Im Downsweep variiert die Position der Linie sehr stark mit den Randbedingungen. In einzelnen Fällen konnte eine Serie von Spektren aufgenommen werden in denen sich die Linie von Sweep zu Sweep verschiebt. Dies und die Tatsache, dass ein einzelner Sweep über den Messbereich



etwa 20 Minuten dauert, machten es unmöglich, die Vielzahl experimenteller Parameter hinreichend gut zu optimieren. Letztlich konnten weder vergleichbare Messungen bei verschiedenen Leistungen, noch Temperaturreihen gemessen werden. Allerdings konnten bei Temperaturen über 10 Kelvin keine ESR-Signale gemessen werden. Die abgeschätzten Linienbreiten liegen zwischen 300 und 500 Gauss.

### Fieldpinning

Da die ESR-Messungen durch die große DNP und die damit verbundene Overhauserverschiebung nur nach sehr langen Relaxationszeiten oder nach Aufwärmen des Systems wiederholbar waren, wurden Möglichkeiten untersucht, den Einfluss der Kernspins durch Doppelresonanz-Techniken auszuschalten. Hierzu wurden spezielle Spiegel mit RF-Antenne für den Fabry-Perot-Resonator entwickelt und gebaut.

Zunächst wurde versucht, jeweils nach einer ESR-Messung durch einen RF-Sweep über alle NMR-Frequenzen der drei Spezies von Atomkernen im GaAs bei gegebenem Magnetfeld die Kerne zu depolarisieren. Dieses Vorgehen führte jedoch nicht zum Ziel, da zum Einen die RF-Leistung, respektive das  $B_2$ -Feld, zu gering war um hinreichend schnell das Spektrum durchfahren zu können und trotzdem die Polarisation effektiv zu reduzieren, und es zum Anderen keine Kontrollmöglichkeit des 'Zustands' des Kernspinsystems während des RF-Sweeps gibt. Ein besseres Konzept wurde von Hillman [84] für EDESR-Messungen entwickelt und konnte auf die direkte ESR übertragen werden. Hierzu wird bei einer ESR-Linienlage von  $X$  Tesla eine RF eingestrahlt, so dass die Kernresonanz des Arsens (50 % der Kernspins) bei  $(X-0.2)$  Tesla liegt. Dann wird die ESR im Downsweep gemessen. Da die ESR-Linie im Downsweep durch die DNP stetig zu kleineren Magnetfeldern 'verschoben' wird, erreicht man irgendwann das Feld bei dem die Kerne in Resonanz sind und depolarisiert werden. Die ESR-Linie kann nicht weiter 'geschoben' werden und man misst eine sehr scharfe Linie. Diese Messungen konnten erfolgreich und reproduzierbar durchgeführt werden. Allerdings kann aus diesen Messungen kein  $g$ -Faktor und keine Linienform bestimmt werden. Die Linien zeigen einen, noch nicht vollständig verstandenen Offset von der erwarteten Feldposition. Wird die Frequenz der RF geändert, so verschiebt sich die Linie um das richtige Feld, die absolute Position jedoch ist um etwa 0.2 Tesla falsch.

## 5.3 Aluminiumarsenid

An der Aluminiumarsenid Probe konnte die direkte Detektion der ESR an den Elektronen im QW demonstriert werden. Die Probe ist ein  $2 \times 4$  mm<sup>2</sup> großes Stück eines

MBE-gewachsenen Wafers. Der Wafer enthält einen 15 nm dicken AlAs-Quantentopf, eingebettet zwischen  $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$  Barrieren, volumendotiert mit Si ( $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) über 30 nm, mit Distanzschichten von 40 und 30 nm über, respektive unter dem Quantentopf. Transport-Messungen zeigen, dass die AlAs-2D-Elektronen beide in-plane X-Täler besetzen. Die hohe Qualität der Probe zeigt sich in ihrer Beweglichkeit : bei 0.25 K und einer Ladungsträgerdichte von  $n = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$  wird eine Beweglichkeit  $\mu$  von 150,000  $\text{cm}^2/\text{Vs}$  erreicht, die mit den besten bekannten Proben [65] vergleichbar ist. Das GaAs Substrat der Probe wurde auf etwa 80  $\mu\text{m}$  Dicke reduziert, um dielektrische Verluste im Resonator zu minimieren ( $\epsilon_{\text{GaAs}}=13.1$ ).

Direkte ESR in dem zweidimensionalen Elektronengas des AlAs-Quantentopfes konnte gemessen werden. Die Probe wurde im X-Band bei 9.35 GHz und im Q-Band bei 34 GHz bei Temperaturen von 4-35 Kelvin untersucht. Besonders auffällig ist der starke Einfluss des elektrischen Feldes  $E_1$  im Resonator auf die ESR.

### 5.3.1 Signalform

#### X-Band

Bei 9.35 GHz und 5 Kelvin wurde eine lorentzförmige ESR-Linie mit einer Breite von etwa 7 Gauss bei einem g-Faktor von 1.991 gemessen. Die Linienform ist abgeleitet absorptiv, mit einem etwa 10 %igen Dispersionsanteil, wie es in einer magnetfeld-modulierten Messung zu erwarten ist. Bei Temperaturen über 15 Kelvin lieferte die Anpassung mit einer einzelnen Lorentzlinie kein zufriedenstellendes Ergebnis mehr und zwei Lorentzlinien mussten angepasst werden. Weiterhin eine schmale Linie mit nunmehr etwa 11 Gauss Breite sowie eine deutlich breitere Linie von 80 Gauss Breite bei annähernd gleichem g-Faktor. Die Parameter der breiten Linie waren nicht sehr genau zu bestimmen.

Die ESR ist nur messbar, wenn der Quantumwell parallel zum elektrischen Feld des Resonators liegt. Dreht man die Probe um 90 Grad, so ist kein ESR-Übergang zu messen. Dies zeigt die Bedeutung des  $E_1$ -Feldes für die Detektion der ESR in 2-D-Systemen, wie sie von Weinzierl [23] und Jantsch [21] bereits diskutiert wurde. Es konnte gezeigt werden, dass für die Detektion des Signales der Rashba-Effekt verantwortlich ist. Ein Strom in der Probe, welcher durch das  $E_1$ -Feld der Mikrowelle verursacht wird, treibt direkt über die Spin-Bahn-Kopplung den ESR-Übergang. Einfache Rechnungen und Simulationen von G. Denninger [67] konnten die Größe des Rashba-Feldes auf etwa 7.7 Gauss abschätzen. Diese Größe ist etwa 10 mal so groß wie das resonatoreigene Magnetfeld und in guter Übereinstimmung mit der gemesse-

nen Linienbreite.

Ein Hintergrundsignal wurde detektiert, wenn die Probe im  $E_1$ -Feld eingebaut war. Es konnte mit einer 'Extreme-Funktion' ( $I = e^{(1+z-e^z)}$ ;  $z = (x-x_c)/w$  wobei  $x_c$  die Lage des Maximums und  $w$  die Breite der Verteilung ist) angepasst werden. Ergebnisse von Wilamowski der ein Signal ähnlicher Form im SiGe-System misst, deuten darauf hin, dass es sich möglicherweise um ein Zyklotronresonanz-Signal handelt.

## Q-Band

Im Q-Band konnte die Probe zusammen mit einem g-Faktor-Standard (Li-LiF) in den Resonator eingebaut und bei 22 Kelvin untersucht werden. Das ESR-Signal weist hier einen g-Faktor von 1.989 auf. Das ESR-Signal ist im Gegensatz zum X-Band fast vollständig dispersiv, bei einer Linienbreite von etwa 17 Gauss. Für Temperaturen über etwa 15 Kelvin reicht eine Linie zur Anpassung nicht mehr aus. 2 dispersive Lorentzlinien ergeben eine sehr gute Übereinstimmung der Anpassung mit den Messdaten. Die zweite Linie weist hier eine Breite von etwa 90 Gauss auf. Im Vergleich zwischen X- und Q-band-Messungen fällt auf, dass die schmale Linie mit zunehmender Frequenz breiter wird, während die Breite der breiten Linie annähernd frequenzunabhängig zu sein scheint.

Die dispersive Form der Linien im Gegensatz zu den Messungen bei 10 GHz können durch eine Phasenverschiebung des Rashba-Feldes gegenüber dem  $E_1$ -Feld der Mikrowelle erklärt werden. Diese zusätzliche Phasenverschiebung kommt durch die Zyklotron-Bewegung der Elektronen zustande. Hierzu wurden Monte-Carlo-Simulationsrechnungen von G. Denninger durchgeführt [67]. Für die gegebene Streuzzeit und das angenommene elektrische Feld ergibt sich gegenüber der X-Band-Messung eine Phasenverschiebung von rund 120 Grad.

### 5.3.2 Temperaturabhängigkeit

Der g-Faktor ist für den untersuchten Temperaturbereich im Q-Band konstant. Allerdings sind die Messungen bei tiefen Temperaturen durch ein Artefakt-Signal des Spektrometers schwierig auszuwerten. Daher scheint es hier angebracht, die X-Band-Daten höher zu bewerten. Im X-band zeigt der g-Faktor eine leichte Abhängigkeit von der Temperatur, er wird größer bei steigender Temperatur. Eine funktionale Abhängigkeit kann nicht angegeben werden. Wir nehmen an dass die Variation des g-Faktors durch zunehmende Beimischung des ersten angeregten Zustandes des QW erklärt werden kann.

### Q-Band

Das Signal fällt bei 34 GHz sehr rasch mit der Temperatur ab. Weder ein Curie-Gesetz, noch die exakt berechnete Magnetisierung des 2-D-Systems können den steilen Abfall erklären. Ein Vergleich mit dem Verlauf der Beweglichkeit der Elektronen über der Temperatur legt nahe, dass das Signal der Beweglichkeit proportional ist. Da die Probe im Fabry-Perot-Resonator immer einem gewissen  $E_1$ -Feld ausgesetzt ist, ist dieses Verhalten im Einklang mit den anderen Abhängigkeiten. Die Detektion über den Rashba-Effekt ebenso wie die Detektion durch direkte elektrische Absorption sind mit diesen Beobachtungen sehr gut in Einklang. Beide sind direkt der Beweglichkeit respektive der Leitfähigkeit der Probe proportional

### X-band

Bei 9.35 GHz konnte leider nur für den Fall ohne Einfluss des  $E_1$ -Feldes eine Temperaturabhängigkeit gemessen werden. Hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit einem Curie-Gesetz. Da die Fermi-Energie dieses Systems sehr gering ist ( $T_F = 7.8\text{K}$ ), ist eine Annäherung des Verhaltens an ein Curie System konsistent. Da bei geringem Einfluss des elektrischen Feldes der Beitrag der leitfähigkeitsabhängigen Signalbeiträge klein ist, ist es konsistent, hier die Abhängigkeit der Suszeptibilität wieder zu finden.

### 5.3.3 Leistungsabhängigkeit

ESR-Messungen wurden sowohl bei 9.35 als auch bei 34 GHz bei verschiedenen Leistungen durchgeführt. Bei 9.35 GHz ist das maximal erreichte  $B_1$ -Feld größer als das entsprechende bei 34 GHz. Bei 34 GHz ist das elektrische Wechselfeld  $E_1$  im Resonator dagegen relativ größer als im X-Band.

### Q-band

Leistungsabhängige Messungen wurden mit der Probe direkt auf dem Spiegel, also nahe dem  $E_1$ -Feld-Knoten und mit etwa 2.2 mm erhöhter Probe, also nahe dem  $E_1$ -Feld-Maximum durchgeführt. Bei minimalem elektrischen Feld zeigt das ESR-Signal der Probe eine wurzelförmige Abhängigkeit von der Leistung, wie es für magnetische Dipolübergänge erwartet wird. Wird die Probe im elektrischen Feld platziert, so erhält man für kleine Mikrowellenleistungen ebenfalls eine solches  $I \sim P^{0.5}$  Verhalten. Bei höheren Leistungen steigt die Signalamplitude linear mit der Leistung. Ein solches Verhalten wurde bereits von Weinzierl [23] beschrieben, zusammen mit

einem Modell der spinabhängigen Streuung der Elektronen in der Probe, die über die Leitfähigkeitsänderung in Resonanz zu dieser Signalform führen kann. Kombiniert mit der Detektion durch das Rashba-Feld bei geringen Leistungen oder wenig elektrischem  $E_1$ -Feld ist das Bild konsistent. Das Rashba-Feld liefert ausreichende  $B_1$ -Feld Amplitude, um auch bei kleinen Leistungen die ESR messen zu können. Bei größeren Leistungen führt es zunehmend zu einer Detektion über die spin-abhängige Streuung.

### **X-band**

Die leistungsabhängigen Messungen bei 9.35 GHz bestätigen das Bild der Q-Band-Messungen. Wird die Probe nahe dem Knoten des elektrischen Feldes positioniert, so erhält man das 'normale' Wurzelgesetz. Wird der QW einem elektrischen Feld ausgesetzt, so erhält man eine annähernd lineare Abhängigkeit von der Leistung. Für sehr große Leistungen flacht die Zunahme des Signals mit der Leistung merklich ab. Dies kann aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Signals auf eine Aufheizung des Spinsystems zurückgeführt werden.

#### **5.3.4 g-Faktor**

Der gemessene g-Faktor von 1.989, die wichtigste Größe, die der ESR-Messung entnommen werden kann, steht in gutem Einklang mit dem optisch detektierten Wert von 1.89 von van Kesteren [26]. Dieser Wert kann erklärt werden, in dem man annimmt, dass der g-Faktor sich aus den mit der Aufenthaltswahrscheinlichkeit gewichteten g-Faktoren des QW und der Barriere ergibt. Ein problematischer Punkt dieser Erklärung ist die Tatsache, dass sich die Elektronen in der Barriere am  $\Gamma$ -Punkt der Brillouin-Zone befinden, wogegen die Elektronen im QW in X-Richtung sind.

Weitere Untersuchungen im Hinblick auf den Einfluss des Rashba- und des Dresselhaus-Felds auf den g-Faktor könnten einen weiteren Erklärungsansatz liefern. Wie von Willamowski und Jantsch gezeigt, können diese Felder zu erheblichen Verschiebungen des gemessenen Resonanzfeldes, und damit des gemessenen g-Faktors führen.

#### **5.3.5 Schlusswort**

Abschließend kann gesagt werden dass die ESR an zweidimensionalen Systemen mit hochbeweglichen Elektronen ein viel versprechendes Forschungsgebiet ist. Mit Hilfe des Rashba-Effektes können ESR-Signale detektiert werden, welche noch in jüngster

Vergangenheit als undetektierbar schwach galten. Somit wird ein ganzes Feld von Systemen für die Untersuchung mit der ESR interessant.

# Literaturverzeichnis

- [1] K. v. Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
- [2] D. C. Tsui, H. L. Stormer und A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982).
- [3] R. B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1395 (1983).
- [4] S. Datta und B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [5] R. Fielderling et. al., *Nature* **402**, 787 (1999).
- [6] I. Malajovic, J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom, J. J. Berry und N. Samarth, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1015 (2000).
- [7] Y. Ohno et. al., *Nature* **402**, 790 (1999).
- [8] I. Malajovic, J. J. Berry, N. Samarth und D. D. Awschalom, *Nature* **411**, 770 (2001).
- [9] K. Ono und S. Tarucha, *Phys. Rev. Lett* **92**, 256803 (2004).
- [10] E. I. Rashba und A. L. Efros, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 126405 (2003).
- [11] S. Kronmüller, W. Dietsche, J. Weis, K. v. Klitzing, W. Wegscheider und M. Bichler, *Phys. Rev. Letters* **81**, 2526 (1998).
- [12] J. H. Smet, R. A. Deutschmann, F. Ertl, W. Wegscheider, G. Abstreiter und K. v. Klitzing, *Nature* **415**, 281 (2002).
- [13] E. I. Rashba, *Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960).
- [14] E. I. Rashba und V. I. Sheka, *Sov. Phys. Solid State* **3**, 1257 (1961).
- [15] J. Nitta, T. Akazaki und H. Takayanagi, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1335 (1997).
- [16] G. Salis, Y. Kato, K. Ensslin, D. C. Driscoll, A. c. Gossard und D. D. Awschalom, *Phys. Rev. Lett.* **414**, 619 (2001).
- [17] Y. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard und D. D. Awschalom, *Nature* **427**, 50 (2003).
- [18] Z. Wilamowski und W. Jantsch, *Phys. Rev. B* **69**, 035328 (2004).

- [19] Z. Willamowski, W. Jantsch, H. Malissa und U. Rössler, *Phys. Rev. B* **66**, 195315 (2002).
- [20] J. G. S. Lok et al., *Physica E* **22**, 94 (2004).
- [21] Z. Wilamowski, W. Jantsch, N. Sandersfeld und F. Schäffler, *Physica B* **288**, 1926 (2000).
- [22] N. Nestle, *Phys. Rev. B* **56**, 4359 (1997).
- [23] C. Weinzierl, *Magnetische Resonanz an zweidimensionalen Elektronengasen in Halbleiterstrukturen*, Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 2000.
- [24] M. Seck, *High Field Electron Spin Resonance and Overhausershift in GaAs*, Doktorarbeit, Universität Konstanz, 1996.
- [25] M. Dohers, K. v. Klitzing und G. Weimann, *Phys. Rev. B* **38**, 5453 (1988).
- [26] H. W. van Kestern, E. C. Cosman und F. J. A. M. Greidanus, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 129 (1988).
- [27] J. H. Davies, *The physics of low-dimensional semiconductors*, Cambridge University Press.
- [28] K. Kopitzki, *Einführung in die Festkörperphysik*, B. G. Teubner, 1993.
- [29] S. Adachi, *J.App. Phys.* **58**, R1 (1985).
- [30] C. Chakraborty und P. Pietilainen, *The Quantum Hall Effects*, Springer, Berlin, 1989.
- [31] A. Abragam, *Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford Univ. Press, Oxford, 1989.
- [32] C. P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance*, Springer, Berlin, Heidelberg, 3. Aufl., 1990.
- [33] F. Bloch, W. W. Hansen und M. Packard, *Phys. Rev.* **70**, 474 (1946).
- [34] H. Haken und H. C. Wolf, *Atom- und Quantenphysik*, Springer, Berlin, 1990.
- [35] F. Mandl und G. Shaw, *Quantenfeldtheorie*, AULA, Wiesbaden, 1993.
- [36] F. H. Combley, *Rep. Prog. Phys* **42**, 1889 (1979).



- [37] NIST, *Fundamental Physical Constants - Complete Listing (2000)* .
- [38] P. Y. Yu und M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors*, Springer, Berlin, 1996.
- [39] C. Kittel, *Quantentheorie des Festkörpers*, Ouldenburg, München, 1970.
- [40] Y. Yafet, *Solid State Physics* **14**, 1 (1963).
- [41] R. J. Elliot, *Phys. Rev* **96**, 266 (1954).
- [42] L. M. Roth, B. Lax und S. Zwerdling, *Phys. Rev* **114**, 90 (1959).
- [43] C. Weisbuch und C. Hermann, *Phys. Rev. B* **15**, 816 (1977).
- [44] D. K. Wilson und G. Feher, *Phys. Rev.* **124**, 1068 (1961).
- [45] E. L. Ivenchko und A. A. Kiselev, *Sov. Phys. Semicond.* **26**, 827 (1992).
- [46] B. Kowalski et al., *Physica Scripta* **T54**, 100 (1994).
- [47] B. Kowalski et al., *Phys. Rev. B* **49**, 14786 (1994).
- [48] M. J. Snelling, G. P. Flinn, A. S. Plaut, R. T. Harley, A. C. Tropper, R. Eccleston und C. C. Phillips, *Phys. Rev. B* **44**, 11345 (1991).
- [49] R. M. Hannak, M. Oestreich, A. P. Heberle, W. W. Rühle und K. Köhler, *Solid State Communications* **93**, 313 (1995).
- [50] M. Dobers, *Elektronen-Spin-Resonanz im zweidimensionalen Elektronengas von GaAs-AlGaAs-Heterostrukturen*, Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 1987.
- [51] J. F. Janak, *Phys. Rev.* **178**, 1416 (1969).
- [52] G. Dresselhaus, *Phs. Rev.* **100**, 580 (1955).
- [53] T. R. Carver und C. P. Slichter, *Phys. Rev.* **102**, 975 (1956).
- [54] G. Denninger, *Kernspins als Sonden für Leitungselektronen*, Habilitationsschrift, Universität Bayreuth, 1990.
- [55] G. Denninger, W. Stöcklein, E. Dormann und M. Schwörer, *Chem. Phys. Lett.* **107**, 222 (1984).
- [56] V. Dyakonov und G. Denninger, *Phys. Rev. B* **48**, 5008 (1992).

- [57] G. Denninger und D. Reiser, *Phys. Rev. B* **55**, 5073 (1997).
- [58] C. P. Poole, *Electron Spin Resonance*, Dover, Mineola, New York, 2 Aufl., 1996.
- [59] H. Kümmerer, *Hochfeld-ESR und Doppelresonanz an austauschgekoppelten Spinsystemen*, Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 2003.
- [60] G. Denninger, 'overhauser shift' experiments with conventional endor-equipment, in *Bruker Report No. 1*, Seite 18–22, 1987.
- [61] K. Lamprecht, Lehramtsarbeit, Universität Stuttgart, 2. Phys. Inst., 1995.
- [62] M. Huang und W. Y. Ching, *J. Phys. Chem. Solids* **46**, 977 (1985).
- [63] K. Maezawa und T. Mizutani, *J. Appl. Phys.* **71**, 296 (1991).
- [64] J. G. S. Lok, Persönliche Mitteilung, 2003.
- [65] E. P. DePoortere et al., *Appl. Phys. Letters* **80**, 1583 (2002).
- [66] E. P. DePoortere, Y. P. Shkolnikov und M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **67**, 153303 (2003).
- [67] G. Denninger, Persönliche Mitteilung, 2004.
- [68] J. P. Bouchaud und M. Mezard, *J. Phys. A:Math. Gen.* **30**, 7997 (1997).
- [69] T. Antal, M. Droz, G. Györgyi und Z. Racz, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 240601 (2001).
- [70] I. Hyunsik, P. C. K. nad R. Grey und G. Hill, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3693 (1999).
- [71] C. P. Poole und H. A. Farach, *Theory of Magnetic Resonance*, Wiley-Interscience, 1987.
- [72] C. Kessler, *Untersuchungen zur Phasenseparation, Vortexdynamik und elektronischen Kopplung in Hochtemperatur-Supraleitern mit Mikrowellenabsorption und ESR*, Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 1996.
- [73] C. F. O. Graeff, M. S. Brandt, M. Stutzmann, M. Holzmann, G. Abstreiter und F. Schäffler, *Phys. Ref. B* **59**, 13242 (1999).
- [74] W. A. J. A. van der Poel, A. L. J. Severens, H. W. van Kesteren und C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **39**, 8552 (1999).

- [75] L. Munoz, E. Perez, V. Bellani, S. Zimmermann, L. Vina, K. Ploog, E. S. Koteles und K. M. Lau, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 994 (1996).
- [76] S. Kronmüller, W. Dietsche, K. v. Klitzing, G. Denninger, W. Wegscheider und M. Bichler, *Phys. Rev. Letters* **82**, 4070 (1999).
- [77] M. Krapf, G. Denninger und H. Pascher, *Solid State Communications* **74**, 1141 (1990).
- [78] J. S. Chelikowsky und M. L. Cohen, *Phys. Rev. B* **14**, 556 (1976).
- [79] Landolt-Börnstein, Group iii: Crystal and solid states physics, volume 17: Semiconductors, subvolume a: Physics of group iv-elements and iii-v-compounds, in *Numerical data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series*, O. Madelung [Hrsg.], Springer, Berlin, 1982.
- [80] S. Krauss, O. Stern, J. G. S. Lok, W. Dietsche, K. v. Klitzing, M. Bichler, D. Schuh und W. Wegscheider, *Phys. Rev. Letters* **89**, 2668 (2002).
- [81] A. Berg, M. Dobers, R. R. Gerhardts und K. v. Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2563 (1990).
- [82] D. J. Chadi, A. H. Clark und R. D. Burnham, *Phys. Rev. B* **13**, 4466 (1976).
- [83] D. Paget, G. Lampel, B. Sapoval und V. I. Safarov, *Phys. Rev. B* **15**, 5780 (1977).
- [84] C. Hillman und H. W. Jiang, *Phys. Rev. B* **64**, 21308 (2001).
- [85] M. Dobers, *Surface Science* **229**, 126 (1990).
- [86] J. A. Weil und P. S. Rao, *Bruker Almanac 1997, EPR/ENDOR Frequency Table*, Dept. of Chemistry, University of Saskatchewan, Saskatoon, Canada, 1997.



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Skizze des jeweils tiefsten geraden und ungeraden Eigenzustands in einem symmetrischen QW endlicher Barrierenhöhe. . . . .	7
1.2	Verlauf der Zustandsdichte über dem Magnetfeld. (a): 2-D Zustandsdichte mit Landau-Niveaus. (b): Landau-Niveaus bei geringen Magnetfeldern mit Verbreiterung. (c): Bei hohen Magnetfeldern mit Verbreiterung. . . . .	10
1.3	Landau-Niveaus bei verschiedenen Magnetfeldern und Füllfaktoren $\nu$	11
1.4	Lokalisierte und delokalisierte Zustände in den Landau-Niveaus . . .	11
1.5	Verlauf der Fermienergie über dem Magnetfeld. . . . .	12
1.6	Gemessene Shubnikov-de-Haas-Oszillationen am GaAs-Quantentopf. Siehe Kapitel 4.3. . . . .	14
1.7	Magnetisierung eines Curiesystems (Rot) und eines 2D Pauli-Systems mit einer Fermi-Energie von 1.2 meV (Schwarz) . . . . .	20
2.1	Schematischer Aufbau der ESR Anlage . . . . .	46
2.2	Magnetfeldverteilung in einem TE102 Rechteckresonator, Blick auf die y-z-Ebene aus der x-Richtung, 1/4 Geometrie, Berechnet mit MAFIA	47
2.3	E-Feldverteilung in einem TE102 Rechteckresonator; Links: Blick auf die x-y-Ebene aus der z-Richtung; Rechts: Blick auf die y-z-Ebene aus der x-Richtung; 1/4 Geometrie, Berechnet mit MAFIA . . . . .	48
2.4	Feldverteilung in einem TE102 Rechteckresonator mit Einbaulage des Probenstabes. Blick auf die y-z-Ebene aus der x-Richtung, 1/4 Geometrie, Berechnet mit MAFIA. Gelbe Pfeile: B-Feld; Lila Punkte: E-Feld; Feldstärke proportional zu Größe der Symbole. . . . .	48
2.5	Linke Seite: Kopfstück des Probenhalters. Rechte Seite: Dose mit Modulations-Spulen, Spiegel und Hohlleiter-Ansatz sowie Anbauteilen	50
2.6	Nahaufnahme der Dose und der Impedanzanpassung . . . . .	51
2.7	Linke Seite: Normaler Spiegel mit Loch für Beleuchtung von unten, Mitte: Ansicht von unten, Haltestift, Rechte Seite: Doppelresonanzspiegel mit ausgefräster Strombahn. . . . .	53
2.8	Schema des RF-Spiegels. Dunkelblau: stromdurchflossener Innenbereich; hellblau: stromfreier Bereich . . . . .	53
2.9	Feldverteilung des RF-Spiegels, Farbcodierung: Rot: hohe Feldstärke, Blau: geringe Feldstärke . . . . .	55

2.10	Feldverteilung des RF-Spiegels, Falschfarbendarstellung mit Schnittlinien. . . . .	56
2.11	RF-Feldstärke über dem Abstand vom Spiegel z. . . . .	57
2.12	Energieinhalt des Magnetfeldes pro Schicht über dem Abstand der Schichtmitte vom RF-Spiegel (Schichtdicke 1 mm) ; Inset: Summe der Schichtenergien bis zum Abstand z. . . . .	58
2.13	Räumliche Darstellung des Magnetfeldes der Mikrowellen-Mode in einer 1/8 -Geometrie bei 34GHz . . . . .	59
2.14	Schnitt durch das Magnetfeld der Mikrowellen-Mode in einer 1/8 -Geometrie bei 34GHz . . . . .	60
2.15	Schnitt durch das elektrische Feld der Mikrowellen-Mode in einer 1/8 -Geometrie bei 34GHz . . . . .	61
2.16	Falschfarben-Darstellung von magnetischem Feld (links) und elektrischem Feld (rechts) . . . . .	62
2.17	Testmessungen bei Raumtemperatur und verschiedenen Leistungen an LiF auf dem Doppelresonanz-Spiegel . . . . .	63
2.18	Overhauser-Verschiebungssignal von $^7\text{Li}$ bei Raumtemperatur. Inset : ESR-Signal an dem die Overhauserverschiebung gemessen wurde . . .	64
2.19	Linienbreite der $^7\text{Li}$ Doppelresonanz gegen RF-Leistung aufgetragen bei Raumtemperatur. . . . .	66
2.20	Overhauserverschiebung des Li:LiF-ESR-Signals gegen RF-Leistung aufgetragen; T = 296 K. . . . .	67
2.21	Overhauserverschiebung des Li:LiF-ESR-Signals gegen MW-Leistung aufgetragen bei Raumtemperatur. . . . .	68
2.22	Overhauserverschiebung der Li:LiF-Probe über der RF-Leistung. Messung bei Raumtemperatur, Mikrowellenleistung 30 mW bei 34 GHz, RF-Sweep $\sim 20$ MHz. Schwarze Quadrate : Messpunkte, Rot: Anpassung mit $y = p_0 \cdot \frac{p_1 \cdot x}{1 + p_1 \cdot x}$ . . . . .	69
2.23	Li:LiF-ESR-Signal, Sweep des Hauptfeldes . . . . .	71
2.24	Messung an SiGe, 5 K, 25 dB MW-Dämpfung, Probe im reinen Magnetfeld (auf Spiegel), mit SiP Referenzprobe . . . . .	72
2.25	Messung an SiGe, 5 K, 25 dB MW-Dämpfung, Probe im gemischten E-B-Feld (2.2 mm über Spiegel), mit SiP Referenzprobe . . . . .	73
2.26	Hintergrundsignal des Resonators, 10 K , 0 dB Mikrowellenleistung .	74
3.1	Bandstruktur von AIs aus orthogonaler LCAO-Methode [62] . . . .	78
3.2	Aufbau und qualitativer Verlauf der Leitungsbandkante der AIs Probe. 80	

3.3	Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit des 2DEG in der AlAs Probe. . . . .	81
3.4	Längs- und Querwiderstand eines strukturierten Hallbars des selben AlAs QW's bei verschiedenen Temperaturen. Bild : S. J. G. Lok [64]	82
3.5	Signal des AlAs Quantumwells bei 33.9 GHz, Probe im E- und B-Feld der Mikrowelle, schwarz : Nur Li:LiF , blau : Li:LiF + QW Probe, T = 30 K, Feldoffset = 12140 Gauss . . . . .	83
3.6	Signal des AlAs Quantumwells bei 33.9 GHz, schwarz : ESR Signal, blau : Anpassung mit 2 Lorentzlinien, rot : Anpassung mit 1 Lorentzlinie, T = 20 K, Feldoffset = 12140 Gauss . . . . .	84
3.7	Signal des AlAs Quantumwells bei 6.5 K Feldoffset = 12140 Gauss . . . . .	85
3.8	ESR Messung an AlAs, T= 14 K, $P_{MW} = 12$ dB, ohne vorherige Beleuchtung . . . . .	87
3.9	ESR Signal der AlAs Probe im Q-Band nach 1 Minute beleuchten bei 2.6 V . . . . .	88
3.10	Temperaturabhängigkeit des ESR-Signals der AlAs Probe im Q-Band. Blaue Quadrate: ESR-Absorptionssignal; schwarze Quadrate: ESR-Dispersionssignal; violett: 2-D-Magnetisierung für $E_F = 1.2$ meV; orange: Curie-Magnetisierung; grün: Beweglichkeit des e-Systems. . . . .	89
3.11	Temperaturabhängigkeit des ESR-Signals der AlAs Probe im Q-Band, E- und B-Feld doppelt-logarithmische Darstellung . . . . .	91
3.12	Leistungsabhängigkeit des Signals im Q-Band, schwarz: Probe nahe Knotenebene des elektrischen Feldes; blau: Probe im elektrischen und magnetischen Mikrowellenfeld . . . . .	92
3.13	Leistungsabhängigkeit des Signals im Q-Band, 28 K, nahe E-Feldknoten,beleuchtet beim Abkühlen, 20 Minuten relaxiert, Reihenfolge der Messungen: Große Leistung zuerst; Angabe der Dämpfung bezogen auf 100 mW . . . . .	93
3.14	Leistungsabhängigkeit des Dispersionsanteils der schmalen Linie (links) und der breiten Linie (rechts) im Q-Band, T = 28 K,Probe nahe dem E-Feld-Knoten, beleuchtet beim Abkühlen, 20 Minuten relaxiert, Reihenfolge der Messungen: große Leistung zuerst . . . . .	94
3.15	Leistungsabhängigkeit des Absorptionsanteils der schmalen Linie (links) und der breiten Linie (rechts) im Q-Band, T = 28 K,Probe nahe dem E-Feld-Knoten, beleuchtet beim Abkühlen, 20 Minuten relaxiert, Reihenfolge der Messungen: Große Leistung zuerst . . . . .	95

3.16	Leistungsabhängigkeit der Linienbreite der schmalen Linie (links) und der breiten Linie (rechts) im Q-Band, $T = 28$ K, Probe nahe dem $E_1$ -Feld-Knoten, beleuchtet beim Abkühlen, 20 Minuten relaxiert, Reihenfolge der Messungen: Große Leistung zuerst . . . . .	96
3.17	Leistungsabhängigkeit des g-Faktors der schmalen Linie (links) und der breiten Linie (rechts) im Q-Band, $T = 28$ K, Probe nahe dem E-Feld-Knoten, beleuchtet beim Abkühlen, 20 Minuten relaxiert, Reihenfolge der Messungen: Große Leistung zuerst . . . . .	96
3.18	AlAs Signal im X-Band, beleuchtet . . . . .	98
3.19	AlAs Signal im X-Band, im $E_1$ -Feld . . . . .	99
3.20	AlAs Signal im X-Band, Details des Fits . . . . .	100
3.21	AlAs Signal im X-Band, nahe E-Feld-Knoten, Vergleich zwischen QW parallel E und QW senkrecht zu E. . . . .	101
3.22	Temperaturabhängigkeit des AlAs-Signals im X-Band, nahe E-Feld-Knoten, MW-Dämpfung 0dB . . . . .	103
3.23	Temperaturabhängigkeit des g-Faktors des AlAs-Signals im X-Band, nahe E-Feld-Knoten, MW-Dämpfung 0dB . . . . .	104
3.24	Leistungsabhängigkeit des Signals im X-Band, Probe nahe E-Feld-Knoten, $T = 4$ K . . . . .	105
3.25	Leistungsabhängigkeit des Signals im X-Band, Probe im E-Feld, $T = 5$ K 106	
3.26	Leistungsabhängigkeit des g-Faktors im X-Band . . . . .	107
3.27	Leistungsabhängigkeit der Linienbreite im X-Band, nahe am E-Feld-Knoten . . . . .	108
3.28	AlAs Signal im X-Band, Schwarz: Signalamplitude der schmalen Linie über Verschiebung; Rot : lineare Näherung . . . . .	110
3.29	AlAs Signal im X-Band, Quadrat der Linienbreite der schmalen Linie über Verschiebung; Schwarz: Messdaten; Rot: Anpassung, Minimum der Breite aus Abbildung 3.28 bestimmt. . . . .	112
3.30	Modulation des k-Vektors durch das $E_1$ -Feld. Bild: G. Denninger . . .	118
3.31	Relative Phase der Elektronengeschwindigkeit zum $E_1$ -Feld. Bild: G. Denninger . . . . .	119
4.1	Bandstruktur von GaAs aus nichtlokaler Pseudopotentialrechnung [78]	128
4.2	Schematischer Aufbau des 20-fach GaAs-Quantentopfes mit qualitativer Darstellung des Leitungsbandverlaufes . . . . .	130
4.3	Schematische Darstellung des Hallbar-Aufbaus. I ist der Stromfluß durch die Probe, $V_{xy}$ die Hallspannung, $V_{xx}$ die Längsspannung . . .	132



4.4	SdH-Messung, $T=0.4$ K, Strom durch die Probe: $I=300$ nA, Vergleich zwischen Auf- und Abwärtsfahren des Magnetfeldes. Rechte Achse : Wartezyklen bis zur Stabilisierung beim Downsweep . . . . .	134
4.5	SdH-Messung, $T=0.4$ K, Vergleich zwischen Auf- und Abwärtsfahren des Magnetfeldes bei verschiedenen Strömen durch die Probe, Vorwi- derstand $10$ M $\Omega$ . . . . .	136
4.6	SdH-Messung, $T=0.4$ K, $I=400$ nA, Vergleich zwischen unterschiedli- chen angelegten Gate-Spannungen . . . . .	137
4.7	EDESR-Messaufbau, Gainesville, Prof. Bowers . . . . .	138
4.8	Vergleich von SdH-Messung (Blau) und $\Delta$ -R-Messung (Schwarz), $T=$ $1.6$ K, $I=100$ nA, $f_{Mod,I}=13$ Hz, $f_{Mod,MW}=573$ Hz . . . . .	139
4.9	Hysterese in der EDESR-Messung . . . . .	140
4.10	Shubnikov-de-Haas Oszillationen an Probe 81174 . . . . .	141
4.11	Inverses Magnetfeld der SdH-Minima über Füllfaktor . . . . .	142
4.12	ESR an Probe 81170, Hauptfeldsweep über den ganzen Feldbereich, $T=6$ K, $P_{MW}=5$ dB, Sweeprate: $16$ G/s . . . . .	144
4.13	ESR an Probe 81170, Ausschnitt aus Hauptfeldsweep (Abb. 4.12 um $g=2$ , Mangan-Hintergrund, $T=6$ K, $P_{MW}=5$ dB . . . . .	145
4.14	ESR an Probe 81170, Hauptfeldsweep. Blau: Upsweep, Schwarz: Downsweep, $T=5$ K, $P_{MW}=0$ dB . . . . .	146
4.15	ESR an Probe 81174, Vergleich des Signals im up- und down-sweep, $T=5$ K, $P_{MW}=10$ dB . . . . .	148
4.16	ESR an Probe 81170, $T=5.5$ K, Feldoffset: $B_0=6.1$ Tesla, $P_{MW}=12$ dB, Folge von Sweeps mit den Sweepspulen, Reihenfolge der Sweeps : Schwarz, Rot, Blau, Grün, Violett, Magenta, Jeweils $2$ Minuten Pause bei niederem Feld zwischen den Sweeps, Messung beim Upsweep . . .	150
4.17	ESR an Probe 81174, einzelne Fieldpinning Messung, $P_{MW}=5$ dB, $T=5$ K, $f_{RF}=42.75$ MHz ( $5.8$ T für $^{75}$ As, $P_{RF}=15$ W) . . . . .	152
4.18	ESR an Probe 81174, $T=4.5$ K, $P_{MW}=0$ dB, $f_{RF}=45.209$ MHz ( $6.2$ T, $^{75}$ As), $P_{RF}=10$ W, zeitliche Abfolge von Fieldpinning Messungen, 1. Upsweep ohne RF: rot, 2. Downsweep ohne RF: schwarz, 3. Upsweep mit RF: violett, 4. Downsweep mit RF: blau . . . . .	153



# Tabellenverzeichnis

2.1	ESR- und NMR-Daten von Li:LiF . . . . .	65
2.2	Ergebnisse der $T_{2n}$ -, $B_2$ - und $B_1$ -Bestimmung am flachen Spiegel . .	66
2.3	Ergebnisse der $T_{2n}$ -, $B_2$ - und $B_1$ -Bestimmung am konkaven Spiegel .	68
2.4	Ergebnisse der $B_2$ - und $B_1$ -Bestimmung am RF-Spiegel . . . . .	70
4.1	Eigenschaften der Galliumarsenid ESR-Proben bei verschiedenen Temperaturen $T$ . $n$ ist die Ladungsträgerdichte, $\mu$ die Beweglichkeit der Ladungsträger. . . . .	130
4.2	Eigenschaften der Atomkernspezies in GaAs, aus Bruker Almanac, [86]	151







# Danke. . .

An dieser Stelle möchte ich mich bei denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben . . .

- Herrn Prof. Dr. G. Denninger, der mir ermöglicht hat, diese Dissertation an seinem Institut anzufertigen, für sein anspruchsvolles Interesse sowie die äußerst hilfreichen Diskussionen und Anregungen,
- Herrn Prof. Dr. D. Schweitzer für die Übernahme des Mitberichtes,
- Herrn Prof. Dr. U. Weiss für den Prüfungsvorsitz
- Herrn Prof. Dr. W. Dietsche vom Max-Planck-Institut für Festkörperforschung in Stuttgart für die GaAs und AlAs Proben,
- Herrn Dr. J. G. S. Lok für die vielen Diskussionen und seine meisterhafte Arbeit als Advokatus Diaboli,
- Herrn Omar Stern für die Hilfe mit den GaAs Proben und eine gute Zeit am MPI
- dem Graduiertenkolleg Magnetische Resonanz für die interessanten Workshops und die gute Kollegialität
- hieraus besonders Herrn Jorge Garibay für seine 'Tacos de Ojos'
- Frau U. Offenbeck für ihre Herzlichkeit und ihr offenes Ohr für alle unverständlichen Formalien
- Herrn H.-J. Kümmerer für seine geduldige Art und die vielen Tipps, egal ob Rechner oder das Spektrometer nicht so wie ich wollten sowie für die ausgefallenen Wortspielereien beim Kaffee
- Herrn Dr. C. Weinzierl dessen Plädoyer für die Heizdecke im allgemeinen und im speziellen die Diskussionskultur in der Arbeitsgruppe nachhaltig geprägt hat
- Herrn Dr. T. Rais ohne dessen Unterstützung in meiner Diplomarbeit ich vielleicht nie weiter gemacht hätte
- Herrn Dr. D. Reiser für guten Jazz und die Gewissheit fürs Leben zu lernen
- Herrn Dr. J. Rahmer für die viele gemeinsame Musik
- Prof. C. Russel Bowers von der University of Florida in Gainesville und seinen Mitarbeitern Dr. Eugene Olshanjetsky und Subrahmanyam Pilla für unvergleichliche 4 Laborwochen in einem kalten Keller in Florida.

- meinen Kollegen K. Baldenhofer, T. Fechner, K. Hüftle, H. Ruck, U. Schumacher, R. Schumann, A. Hübel Dr. M. Vidal, Dr. G. Wäckerle und allen hier namentlich nicht genannten Mitarbeitern für die schöne Zeit und den Spaß im Labor,
- den Mitarbeitern der mechanischen, der Tieftemperatur- und der glastechnischen Werkstatt – speziell bei Herrn G. Dietrich und M. Neuwirth – für die teils in mühevoller Arbeit angefertigten Teile und das unkomplizierte Miteinander,
- all denen die mehr Beachtung verdient hätten als sie durch mich erfahren haben

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern für den großen Rückhalt, den sie mir gegeben haben bedanken, für die Möglichkeit zu studieren und das zu tun was mir Spaß macht.

Last but not most gilt mein herzlichster Dank meiner liebsten Uli, für die Geduld, sich ebenso längliche wie unverständliche Monologe über unfolgsame Elektronen anzuhören sowie für ihre liebevolle Unterstützung, besonders in Zeiten wo die Physik nicht so wollte wie ich.