

**Optisch detektierte magnetische Resonanzen an  
GaAs/AlAs-Heterostrukturen**

Inaugural-Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften  
der Justus-Liebig-Universität Giessen

vorgelegt von

Walter Bernhard von Foerster  
aus Ulm/Donau

Giessen, I. Physikalisches Institut, Juni 2000

*Diese Arbeit widme ich meinem Vater,  
Dr. Günther von Foerster,  
dem ich mein Interesse für Physik verdanke.*

---

<b>Einleitung .....</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen .....</b>	<b>3</b>
1.1 Aufbau und Herstellung eines Übergitters .....	3
1.2 Bandstruktur der Gruppe III/V Halbleiter .....	6
1.3 Einfluss der Quantisierung - Confinement .....	9
1.4 Klassifizierung der Superlattices .....	12
1.5 Einfluss der Verspannung .....	14
1.6 Das Exziton .....	15
1.7 Niveauschema .....	16
1.7.1 Fit der Nullfeldaufspaltungen .....	18
1.8 Polarisierung der Lumineszenz .....	20
1.9 Ratengleichungen .....	23
1.9.1 Ratengleichungen für leistungsmodulierte ODMR .....	26
<b>2 Apparatur und verwendete Proben .....</b>	<b>28</b>
2.1 Apparative Grundlagen .....	28
2.1.1 Anregungsdichte .....	29
2.2 Verwendete Proben .....	30
<b>3 Durchgeführte Messungen .....</b>	<b>33</b>
3.1 Lumineszenz .....	33
3.1.1 Zuordnung des Superlattice-Typs .....	33
3.1.2 Quantisierung der Lumineszenz .....	35
3.1.3 Leistungsabhängigkeit der Lumineszenz .....	37
3.1.4 Temperaturabhängigkeit der Lumineszenz .....	38
3.2 Magnetische Resonanzen .....	40
3.2.1 Nullfeldpolarisation .....	41
3.2.2 Levelanticrossing .....	42
3.2.3 ODMR .....	43
3.2.4 Leistungsmodulierte ODMR .....	44

---

<b>4 Diskussion der Ergebnisse .....</b>	<b>47</b>
4.1 Laterale Rauigkeit der Interfaces .....	47
4.2 Interfacezusammensetzung .....	50
4.3 Symmetrie der Grenzflächen .....	55
4.4 Leistungsmodulierte ODMR .....	56
<b>Zusammenfassung und Ausblick .....</b>	<b>61</b>
<b>Anhang .....</b>	<b>63</b>
A Materialparameter .....	63
B Einfluß der Übergitter-Schichtdicken .....	64
C Schichtdickenbestimmung mittels XRD .....	65
<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>68</b>
<b>Danksagung .....</b>	<b>72</b>

# Einleitung

Heutzutage sind Halbleiter Begleiter im tagtäglichen Leben, und zwar in einer solchen Mannigfaltigkeit wie sie noch vor wenigen Jahrzehnten unvorstellbar gewesen wäre. Ein Beispiel für die rasante Entwicklung der Technologie ist zum Beispiel der Computer. Angefangen mit den ersten Computern über Großrechner bis hin zum heutigen PC, bestand der technische Fortschritt in einer Erhöhung der Komplexität der Halbleiterchips unter gleichzeitiger Miniaturisierung der Bauteilabmessungen. Die wesentlichen Grundbestandteile dieser Chips, nämlich Transistoren, wurden zu Beginn noch diskret aufgebaut, während in heutigen Schaltungen bereits die Submikrometertechnologie Einzug hält.

Ein weiteres Beispiel sind die Anwendungen in der Telekommunikation, angefangen von Hochfrequenzbauteilen für Mobilfunk bis zu LED's und Laserdioden zur Datenübertragung mittels Glasfasern, die vielfach mikrostrukturiert aufgebaut sind. Diese sogenannten niedrigdimensionalen Systeme, die sogenannten Quantentöpfe, -Drähte und sogar -Punkte, haben also wesentlich an Bedeutung hinzugewonnen.

An diesem Punkt muß man neue theoretische Konzepte einführen, die die Quantisierungseffekte dieser neuen Bauteile berücksichtigen. Weiterhin müssen spektroskopische Methoden zur Charakterisierung gefunden werden.

Eine wichtige Methode zur Strukturanalyse ist die hochauflösende Transmissionselektronenmikroskopie, die allerdings nicht zerstörungsfrei arbeitet (die Proben müssen speziell präpariert werden). Eine weitere Standardmethode ist die Röntgenbeugung, die ergänzende Ergebnisse liefert.

In dem Spezialfall der Übergitter (Superlattice) ist eine der bekanntesten nichtdestruktiven Untersuchungsmethoden die optische Spektroskopie, die eine Auflösung von meV erreicht. Seit Ende der 80'er Jahre werden zunehmend magnetooptische Analysemethoden entwickelt, so wurden erstmals optisch detektierte magnetische Resonanzen<sup>1</sup> an GaAs/AlAs-Übergittern nachgewiesen [37]. Die Auflösung dieser Methode liegt in der Größenordnung  $\mu\text{eV}$ .

---

<sup>1</sup> ODMR, Doppelresonanzmethode die die Elektronen-Spin-Resonanz über die Emission und Polarisation optischer Quanten detektiert

---

Eine kontinuierliche Weiterentwicklung dieser Methode (u.a. am Ioffe-Institut St. Petersburg/ Rußland) unter Einbeziehung von Levelanticrossingspektroskopie konnte zum einen die Auflösung auf Sub- $\mu\text{eV}$  verbessern. Verschiedene Messparameter wurden zur Charakterisierung der Übergitter gefunden. So ist der g-Wert des Exzitons ein Maß für Dicke der GaAs-Schichten, die Nullfeldaufspaltung des Exzitons ist charakteristisch für die Periode des Übergitters und der Relaxationsort kann über die Polarisation der Lumineszenz nachgewiesen werden.

Diese Arbeit befasst sich mit Untersuchungen an Typ II AlAs/GaAs-Übergittern. Es wurden mit speziell angefertigten Proben die bekannten Ergebnisse bestätigt und vertieft. So kann erstmals eine Aussage über die Zusammensetzung der grenzflächennahen Atomlagen der Übergitter aus spektroskopischen Methoden getroffen werden. Weiterhin wurde eine neue Messmethode, die leistungs-modulierte ODMR, entwickelt. Diese Messmethode ermöglicht die Bestimmung von Spin-Relaxationszeiten des Exzitons. Es sei hierbei herausgestellt, daß es sich bei dieser Methode nicht um eine zeitaufgelöste Detektion der Signale handelt, so daß weiterhin ein konventionelles ODMR-Spektrometer für diese Messmethode benutzt werden konnte.

# 1 Grundlagen

In diesem Kapitel wird die Struktur der Übergitter, ausgehend von den Volumenhalbleitern, dargestellt. Es wird auf die Einflüsse der Schichtdicken und die Bandstruktur bei der Herstellung von Übergittern eingegangen. Da die Schichtdicken mit den hier benutzten Messmethoden nicht direkt gemessen werden können, werden sie im allgemeinen durch Röntgenbeugung (Anhang C) bestimmt.

## 1.1 Aufbau und Herstellung eines Übergitters

Die hier untersuchten Übergitter wurden mittels MBE<sup>2</sup> auf einkristalline GaAs-Wafer aufgewachsen. Wegen der kleinen Periode der Übergitter, die nur einige Atomlagen beträgt, ist daher der Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit von großer Bedeutung. Die Wachstumstemperatur und -geschwindigkeit während des MBE-Prozesses hat einen wesentlichen Einfluss auf die Schichtqualität und ist von Material zu Material verschieden.

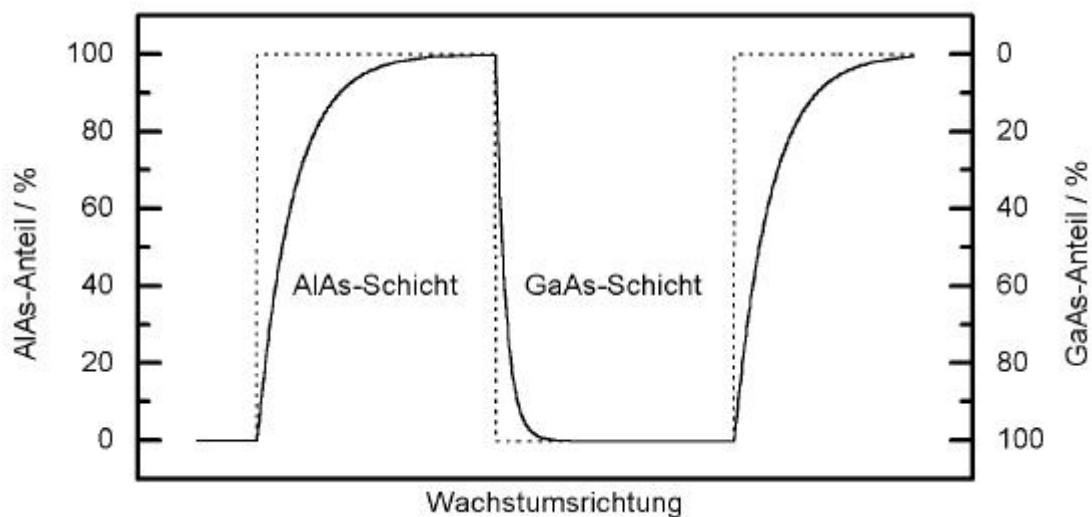


Abb. 1 Wachstumsprofil eines Übergitters, gepunktet : ideales Wachstum ohne Diffusion, durchgezogen : tatsächliche Zusammensetzung des Übergitters

Die Wachstumstemperatur kann man in diesem Prozess nur auf eine mittlere Temperatur einstellen, bei der GaAs sowie AlAs gut (aber nicht ideal) aufwach-

<sup>2</sup> MBE: Molekularstrahlepitaxie

sen. Dies hängt mit den unterschiedlichen Schmelzpunkten und den unterschiedlichen Energien der Oberflächenatome beim Wachstumsprozess zusammen und kann zu nicht ideal glatten Grenzflächen führen.

Da die beiden Materialien auch unterschiedliche Adsorptions- und Diffusionskoeffizienten besitzen, erhält man für die beiden Schichtfolgen AIAs auf GaAs<sup>3</sup> und GaAs auf AIAs<sup>4</sup> ein unterschiedliches, nicht ideales Profil der Grenzflächen (nicht nur in Bezug auf die Wachstumsrichtung, sondern auch in der Interfaceebene). Das Profil ist also entlang der Wachstumsrichtung nicht mehr abrupt, es entstehen durch Diffusion geprägte Profile.

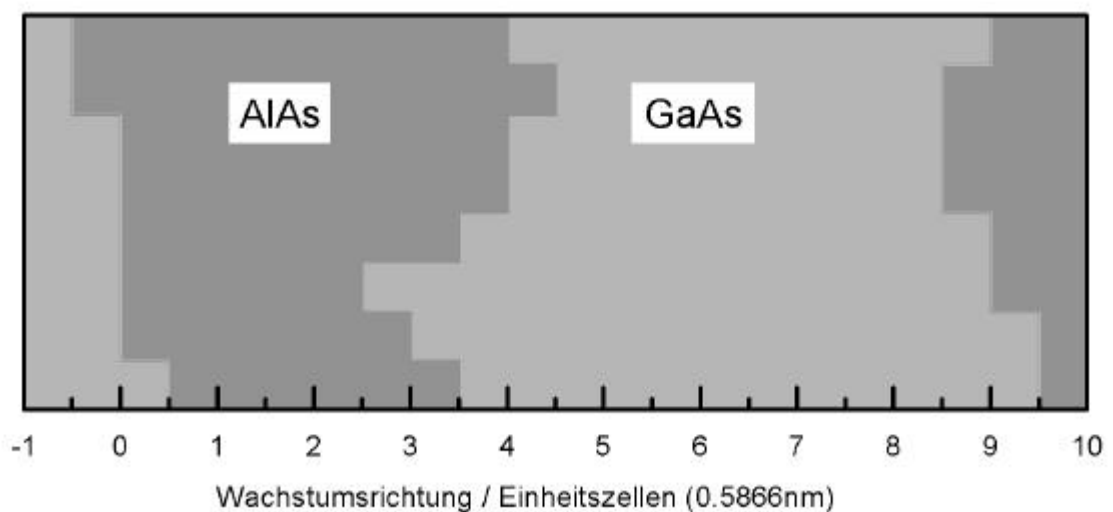


Abb. 2 Interfacerauhigkeiten in einem Superlattice

Die unterschiedlichen Oberflächenmobilitäten von Ga und Al beim MBE-Prozess führen zu lateral großen, flachen Inseln an der normalen Grenzfläche und zu kleinen, höheren an der inversen Grenzfläche. Die normale Grenzfläche ist im mikroskopischen Bereich unter diesen Wachstumsbedingungen glatter als die inverse Grenzfläche, aber auch weniger abrupt [14,24,25,30]; in der Region der Grenzflächen findet man also eine ternäre Mischung  $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ . Diese Region ist an der inversen Grenzfläche auf eine Monolage beschränkt und zeigt sich im wesentlichen als Mikrorauhigkeit. Die AIAs-Schichten sind ausgehend von der normalen Grenzfläche hauptsächlich durch den in Abb. 1 gezeigten Kompositionsgradienten geprägt.

<sup>3</sup> im folgenden als normale Grenzfläche bezeichnet

<sup>4</sup> analog zu <sup>3</sup> inverse Grenzfläche



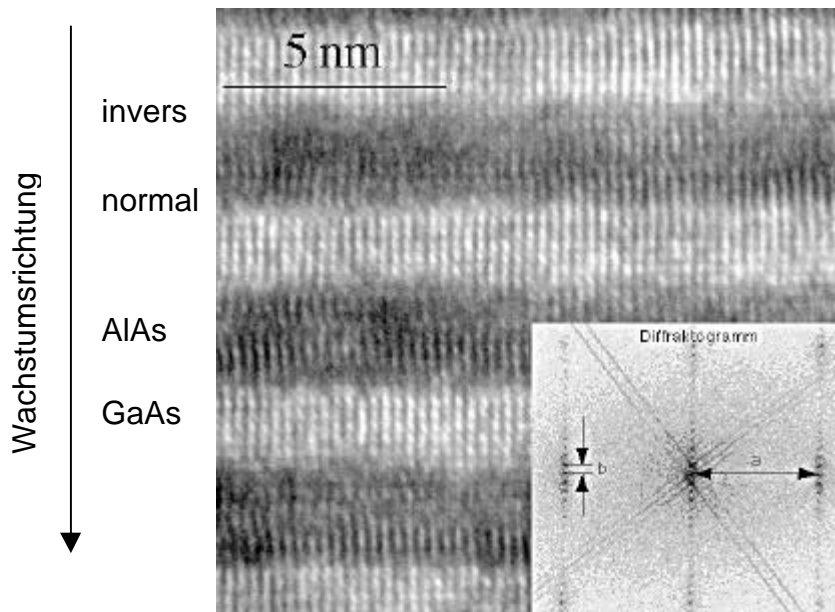


Abb. 3 Transmissions-Elektronen-Mikroskop-Aufnahme<sup>5</sup> (TEM) an P90, und Röntgenbeugung (Diffraktogramm) : a mittlerer Netzebenenabstand, b Periode

In Abb. 3 erkennt man die beiden unterschiedlich rauhen Grenzflächen. In der Röntgenbeugung erkennt man neben der Netzebenenabstand  $a$  auch die Periode  $b$  des Übergitters. Anhand dieser Aufnahmen lässt sich eine Schichtdicken- und Inselwachstumsbestimmung nicht exakt durchführen, da im Bereich der ternären Zusammensetzung ( $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ) die elektronischen Eigenschaften dieser Schicht die Lage der Grenzfläche bestimmen.

Um die Grenzflächenqualität weiter zu verbessern, kann man nach Aufwachsen einer Schicht eine Wachstumsunterbrechung einlegen, die durch die Mobilität der Oberflächenatome ein Inselwachstum verringern kann (das Wachstum der Inseln in Waferebene nimmt auf Kosten der Inselhöhe zu). Da die Oberflächenmobilität von GaAs jedoch größer ist als die von AlAs, hat dies auf die inverse Grenzfläche stärkere Wirkung als auf die normale Grenzfläche.

Weiterführende Literatur zu Aufwuchsprozessen in GaAs/AlAs: Profile entlang der Wachstumsrichtung [33], Wachstumsunterbrechungen [18], Inselwachstum [11].

<sup>5</sup> Messungen von Dr. Rolf Lauer und Peter Hinze, PTB Braunschweig

## 1.2 Bandstruktur der Gruppe III/V Halbleiter

GaAs und AlAs sind Gruppe III/V Halbleiter, die als Einkristall in der Zinkblendestructur vorliegen. Die Volumen-Materialien zeigen eine  $T_d$ -Symmetrie<sup>6</sup>, während bei den Übergittern die Symmetrie durch die Schichtung der beiden Komponenten zu  $D_{2d}$  reduziert wird.

Eine einzelne ideale Grenzfläche gehört der Symmetriegruppe  $C_{2v}$  an, Abweichungen von der ideal glatten, abrupten Grenzfläche führen zur Beimischung einer tetragonalen Störung.

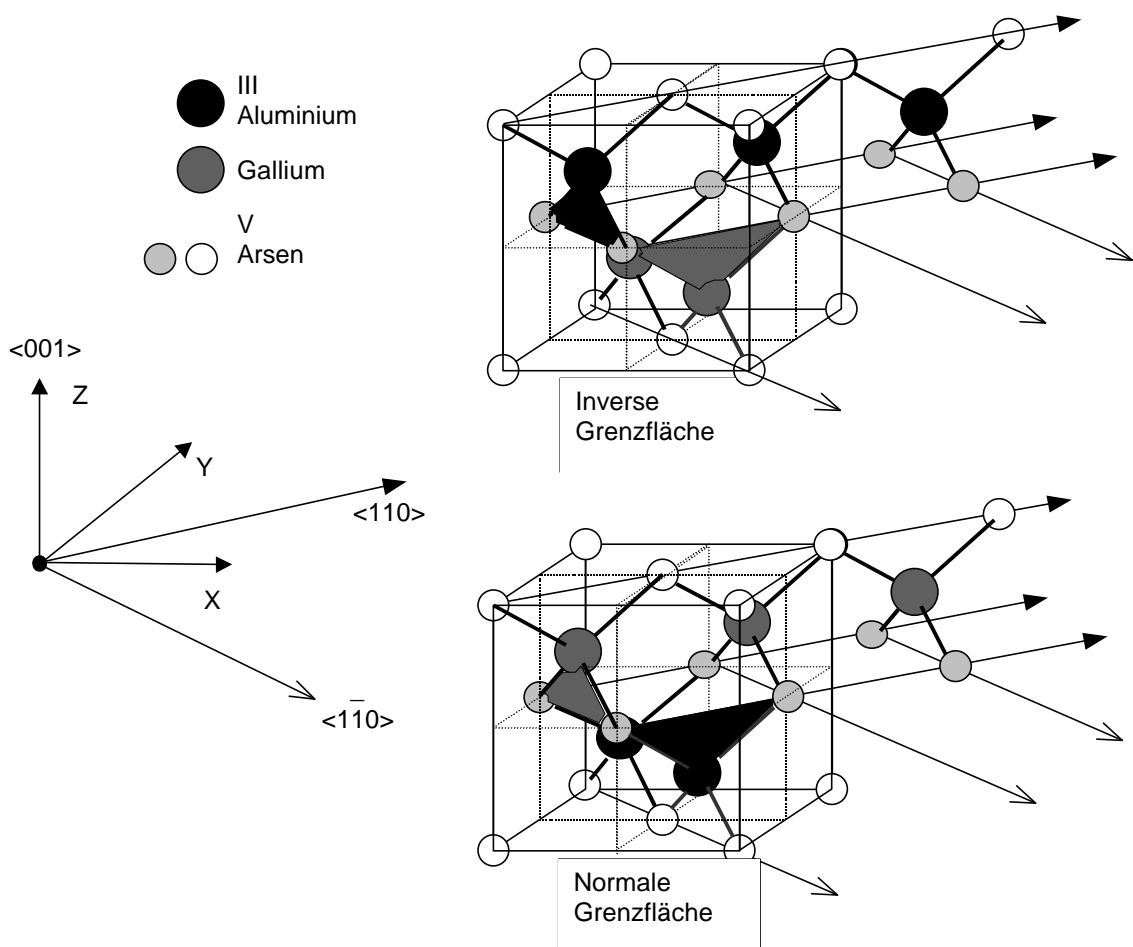


Abb. 4 Kristallmodell des Interfaces von einem GaAs/AlAs-Übergitter, die Bindungsrichtung liegt in den Dreiecksflächen

<sup>6</sup> Bezeichnung der Symmetrien nach Schoenflies

Beachtenswert sind hierbei die unterschiedlichen Richtungen der Bindungen von Al zu As an der normalen und der inversen Grenzfläche, dies ermöglicht eine spätere Unterscheidung der beiden.

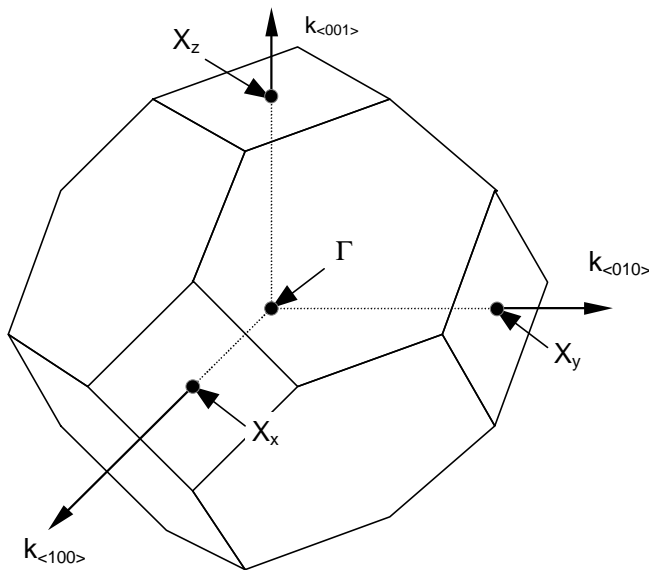


Abb. 5 Brillouinzone der Zinkblendestruktur, mit ausgezeichneten Punkten

Um die Beweglichkeiten der Ladungsträger und deren effektiven Massen zu verstehen, benötigt man die Kenntnis der Bandstruktur. Daraus ergeben sich z.B. Aussagen über die Bandlücke, die Art der energetisch günstigsten Rekombination und die Ladungsträgerbeweglichkeiten.

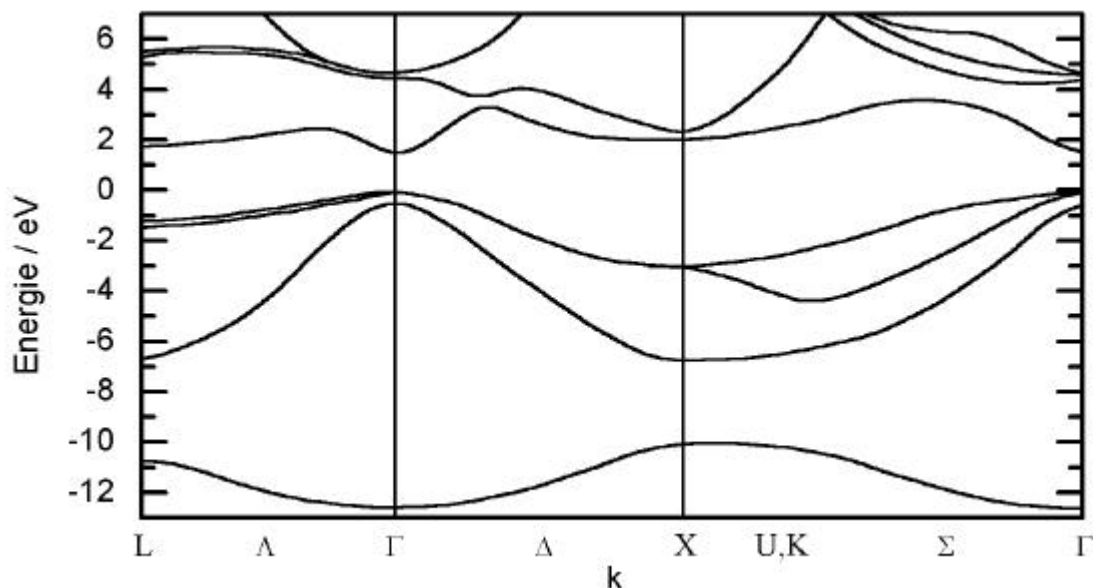


Abb. 6 Bandstruktur von GaAs, aufgetragen über einen Weg durch die Brillouinzone

Die Bandstruktur von GaAs zeigt zunächst eine Bandlücke von 1.515 eV (bei 4.2 K), wobei das Minimum des Leitungsbandes und das Maximum des Valenzbandes im  $\Gamma$ -Punkt liegen. Dieser Übergang ist also eine Rekombination von einem relaxierten Elektron mit einem relaxierten Loch ohne Zuhilfenahme eines Phonons. GaAs hat also eine direkte Bandlücke, die Rekombinationswahrscheinlichkeit ist daher größer als bei Silizium : deshalb ist GaAs auch besser für die Optoelektronik geeignet.

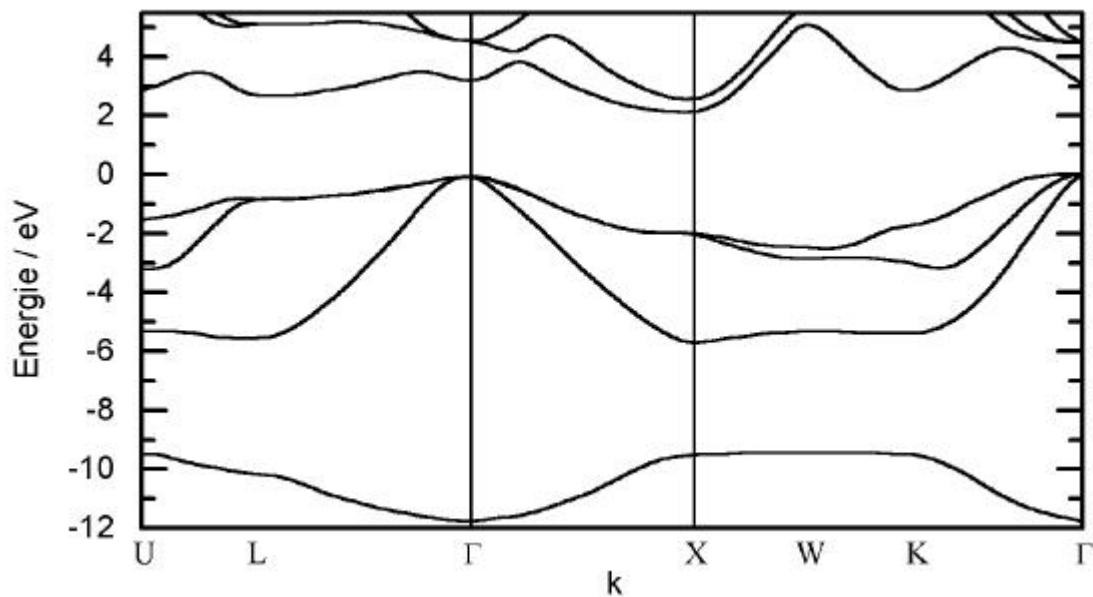
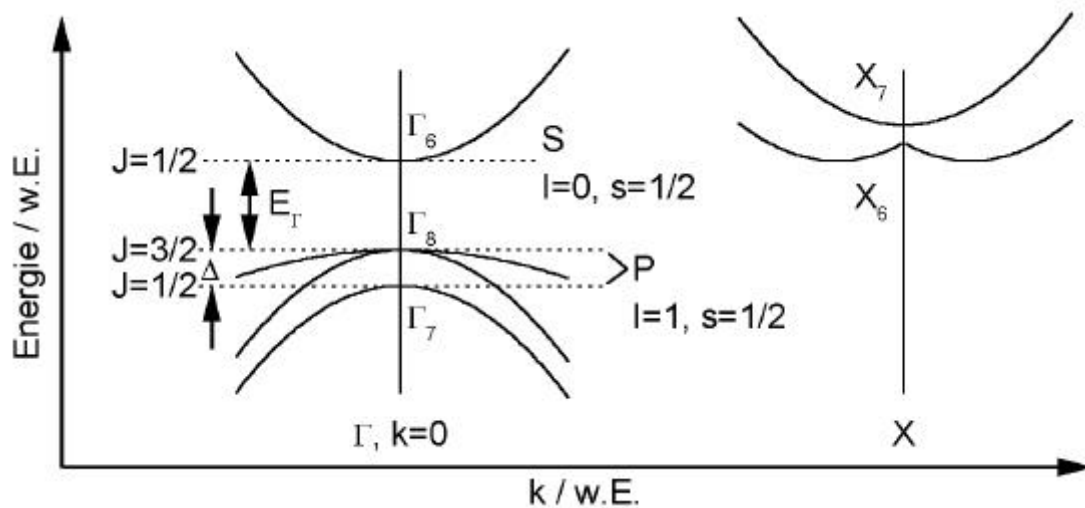


Abb. 7 Bandstruktur von AlAs, aufgetragen über einen Weg durch die Brillouinzone

Im Gegensatz zu GaAs liegt in AlAs das Minimum des Leitungsbandes nicht im  $\Gamma$ -Punkt, sondern nahe dem X-Punkt. Daher benötigt der energetisch günstigste Übergang hier die Einbindung eines Phonons, das den Unterschied im k-Vektor übernimmt. AlAs ist also ein Halbleiter mit einer indirekten Bandlücke.

Da das Minimum des Leitungsbands nicht exakt im X-Punkt liegt und man dadurch eine sog. „Kamelhöckerstruktur“ erhält, resultiert daraus eine  $\Gamma$ -X-Zustandsmischung, die für die Betrachtung von Transportproblemen von Bedeutung ist.

Abb. 8 Bandstruktur von AlAs um  $\Gamma$ - und X-Punkt

Weiterhin hat man bei dünnen Schichten in einem Übergitter den Einfluss der Streuung von Elektronen im X-Band in das  $\Gamma$ -Band zu berücksichtigen, da durch das Übergitter-Potential entlang der Wachstumsrichtung und Grenzflächenrauigkeit eine Symmetrierniedrigung hervorgerufen wird. Dadurch wird der impulsverbotene Übergang aus dem X-Band teilweise erlaubt.

Aus den Grundzuständen für Al: (Neon) $3s^23p^1$ , Ga: (Argon) $3d^{10}4s^24p^1$  und As: (Argon) $3d^{10}4s^24p^3$  bilden sich ein Leitungsband mit s-Orbital-Charakter und ein Valenzband mit p-Orbital-Charakter heraus. Das 6fach entartete Valenzband spaltet durch die Spin-Bahn-Kopplung daher in ein Dublett mit  $J=1/2$  ( $\Gamma_7$ )<sup>7</sup> und ein Quartett mit  $J=3/2$  ( $\Gamma_8$ ) auf. Dieses wiederum besteht in dem betrachteten System aus den sog. schweren Löchern ( $J_z=3/2$ ) und den leichten Löchern ( $J_z=1/2$ ), die sich durch ihre effektive Massen unterscheiden.

### 1.3 Einfluss der Quantisierung - Confinement

Um die stationären Zustände in einem kastenförmigen Potential zu bestimmen, muss man die zeitunabhängige Schrödingergleichung lösen (hier für endlich hohe Potentialwälle).

<sup>7</sup> Irreduzible Darstellung des Zustands in Koster Notation

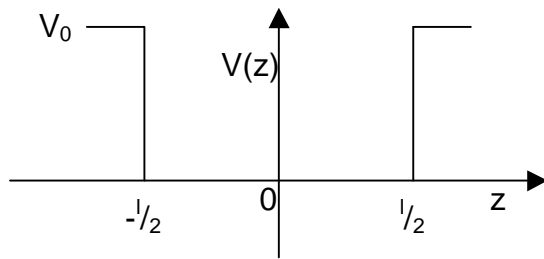


Abb. 9 Potentialverlauf im Quantentopf

Schrödingergleichungen:

$$\text{i) Topf: } \frac{d^2\Psi}{dz^2} + k^2\Psi = 0 \text{ mit } k^2 = \frac{2m_i E}{\hbar^2}$$

$$\text{ii) Barriere: } \frac{d^2\Psi}{dz^2} - k_1^2\Psi = 0 \text{ mit } k_1^2 = \frac{2m_a}{\hbar^2}(-E + V_0)$$

Zu beachten ist hier, daß die effektive Masse (im folgenden  $m^*$ ) in dem Topf und der Barriere nicht gleich ist. Die Lösungen der Schrödingergleichungen sind Sin und Cos für Gleichung i, und eine Exponentialfunktion für Gleichung ii. Beim Anpassen der zusammengesetzten Wellenfunktionen muss man die Abhängigkeit der Masse von  $z$  berücksichtigen, die Stetigkeitsbedingung ist dabei:

$$\frac{1}{m^*(z)} \frac{d\Psi}{dz}$$

Dies führt zu den Gleichungen ( $a = \frac{kl}{2}$ ):

$$\begin{aligned} a \tan(a) &= \sqrt{\frac{m_i^2 V_0 l^2}{m_a^2 2\hbar^2} - \frac{m_i}{m_a} a^2} \text{ für gerade Wellenfunktionen,} \\ -a \cot(a) &= \sqrt{\frac{m_i^2 V_0 l^2}{m_a^2 2\hbar^2} - \frac{m_i}{m_a} a^2} \text{ für ungerade Wellenfunktionen,} \end{aligned}$$

deren Lösung nur numerisch zu bestimmen ist (Abb. 10).

Mit den in Tab. 1 aufgeführten Parametern (enthält Bandoffset von 0.67 [38]) sind die Lösungen der Schrödingergleichungen für ein Übergitter mit 10 Monolagen GaAs und 7 Monolagen AlAs in Abb. 10 gezeigt.

	$\Gamma$ -Elektron		$X_z$ -Elektron		Heavy Hole	
	GaAs	AlAs	GaAs	AlAs	GaAs	AlAs
Energie / eV	1.018	2.077	1.492	1.197	-0.501	-1.031
$m^* / m_0$	0.067	0.063	1.3	1.1	0.38	0.70

Tab. 1 Energien und effektive Massen der Ladungsträger

Damit kann man das „Confinement“, d.h. die Energie, die durch Einschluss in einem Kastenpotential zu den Energien der freien Ladungsträger im Volumenhalbleiter addiert wird, bestimmen.

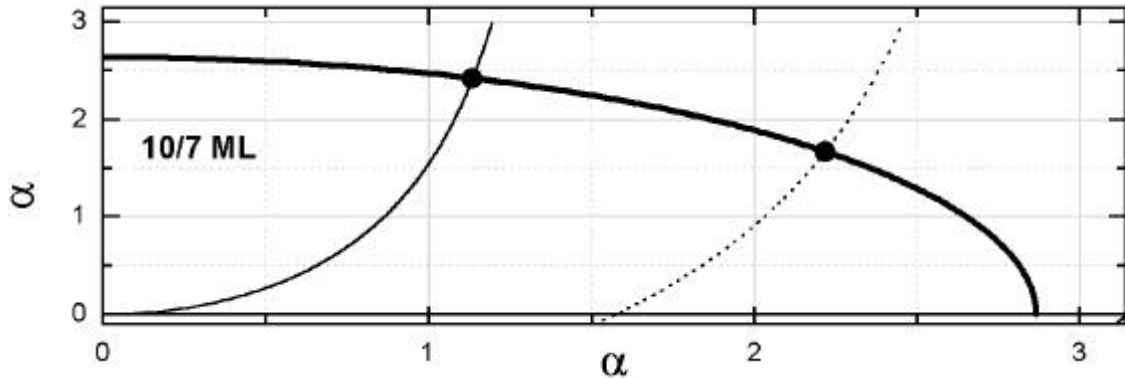


Abb. 10 Lösung der Schrödingergleichung für ein Elektron in einem Übergitter mit 10 Monolagen GaAs und 7 Monolagen AlAs

In Abb. 11 wird der Einschluss für Elektronen im  $\Gamma$ -Punkt und im X-Punkt gezeigt. Hierbei ist zu erkennen, dass der energetisch günstigste gebundene Zustand eines Elektrons für ein Übergitter mit 10/7 Monolagen GaAs/AlAs im X-Band (und damit räumlich in AlAs) liegt.

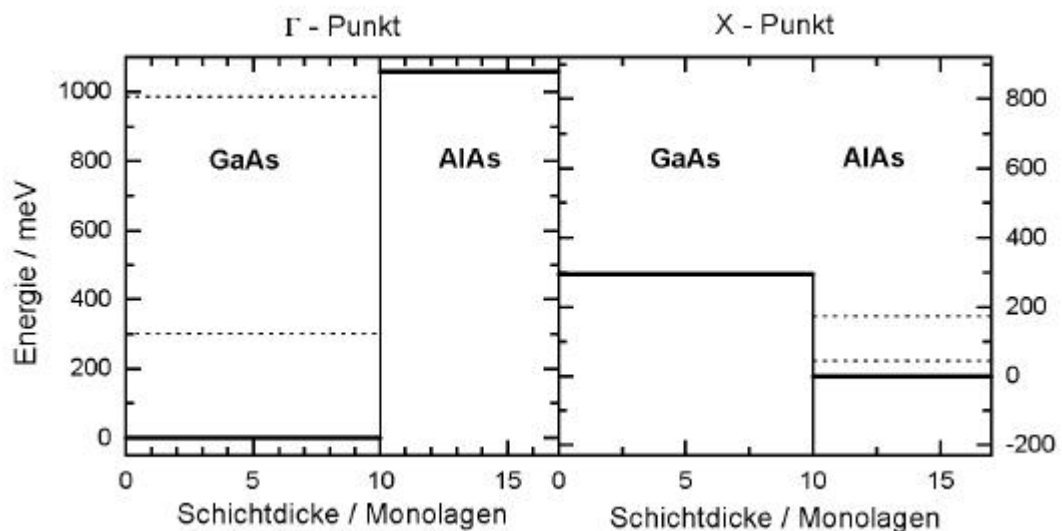


Abb. 11 Energieniveaus eines Elektrons im  $\Gamma$ - und im X-Punkt der Brillouinzone des Übergitters, Nullpunktsenergie ist die jeweilige Energie des Leitungsbandes.

Durch eine Veränderung der Breite (bei den Übergittern die Schichtdicke), kann man also einstellen, wie viele stationäre Zustände in den jeweiligen

Quantentöpfen liegen, und damit deren Grundzustandsenergien variieren. Wichtiger ist jedoch, dass damit der Typ des Übergitters festgelegt wird (Kap. 1.4).

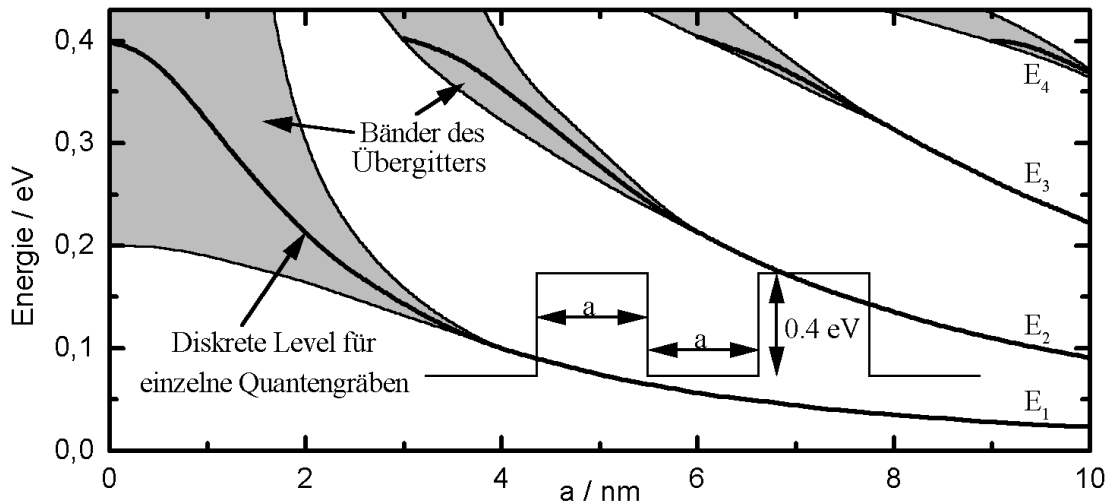


Abb. 12 Einfluss der Kopplung der Quantentöpfe im Übergitter auf die Energieniveaus

Durch die periodische Anordnung der Quantentöpfe im Superlattice kommt es bei entsprechend dünnen Schichten zu einer Wechselwirkung zwischen den einzelnen Quantentöpfen.

Dies führt, analog zum Übergang vom Atom zum Festkörper, zur Verbreiterung der diskreten Energieniveaus zu Bändern, hier Minibänder genannt. Im Experiment wird dies als eine Absenkung des Confinements wahrgenommen, wenn die Exzitonendichte klein ist (niedrige Anregungsdichten).

Man beachte hierbei, daß es auch oberhalb des Potentialkastens verbotene und erlaubte Zonen gibt. Dieser Potentialverlauf stellt sich außerdem nicht nur für die Elektronen, sondern auch analog dazu für die Löcher ein.

## 1.4 Klassifizierung der Superlattices

In beiden Materialien liegt der energetisch günstigste Zustand der Löcher am  $\Gamma$ -Punkt, wobei aufgrund des Bandoffsets das Loch also unabhängig von den verwendeten Schichtdicken räumlich im GaAs lokalisiert. Im Gegensatz dazu liegt der energetisch niedrigste Zustand des Elektrons für AIAs am X-Punkt und



für GaAs am  $\Gamma$ -Punkt, dies führt dazu, dass durch unterschiedliche Kombinationen der Schichtdicken das Elektron entweder im GaAs oder im AIAs lokalisiert (siehe Quantentöpfe in Abb. 11). Die unterschiedliche Lokalisation des Elektrons ist in Abb. 13 dargestellt. Man erhält also im ersten Fall ein Exziton das in der GaAs-Schicht frei beweglich ist (Typ I). Im zweiten Fall ist das Exziton an der Grenzfläche lokalisiert (Typ II), wobei sich Loch und Elektron in benachbarten Schichten befinden (räumliche Separierung).

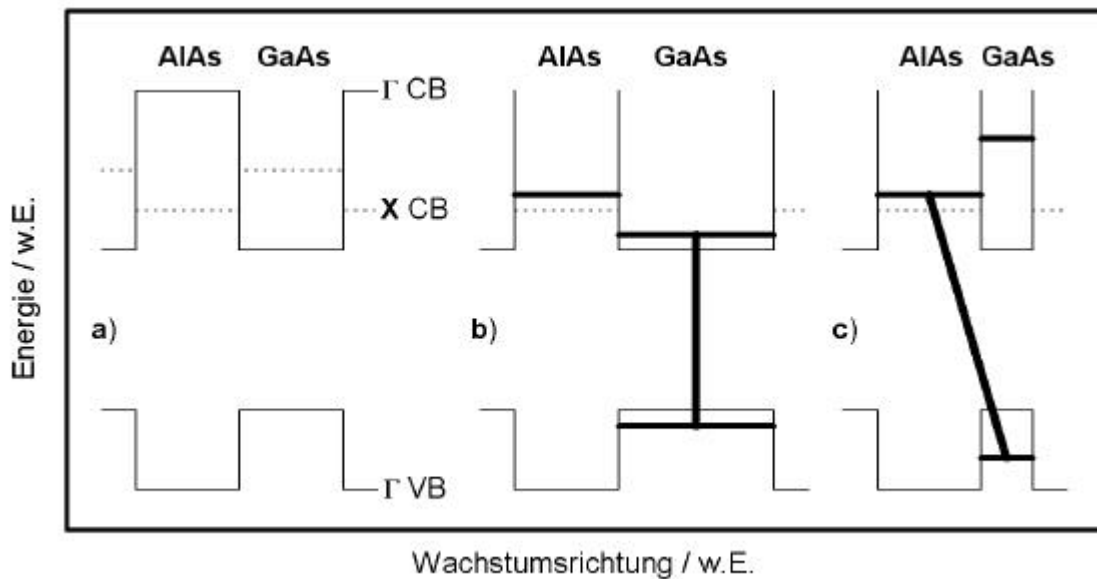


Abb. 13 Klassifizierung der Superlattices, a) Bandmodell ohne Confinement, b) Typ I, c) Typ II (b und c ohne Bindungsenergie und Minibänder)

Wenn man jetzt für verschiedene Topf- und Barrierendicken die energetische Lage des Elektronenzustandes berechnet, kann man die Einteilung in die verschiedenen Typklassen auch grafisch darstellen.

Die in Abb. 14 erfolgte Subklassifizierung in  $X_z$  und  $X_{x,y}$  bezieht sich auf das energetisch günstigste Niveau, hier wirkt der Aufspaltung durch die Verspannung das unterschiedliche Confinement entgegen (basierend auf den unterschiedlichen effektiven Massen). Das führt dazu, daß der eigentlich indirekte Charakter der X-Elektronen für den Typ  $X_z$  durch das Übergitter-Potential aufgehoben wird, man spricht hier von einem „Pseudo-direktem“ Übergang dessen indirekter Charakter auf der räumlichen Trennung von Elektron und Heavy-Hole beruht.

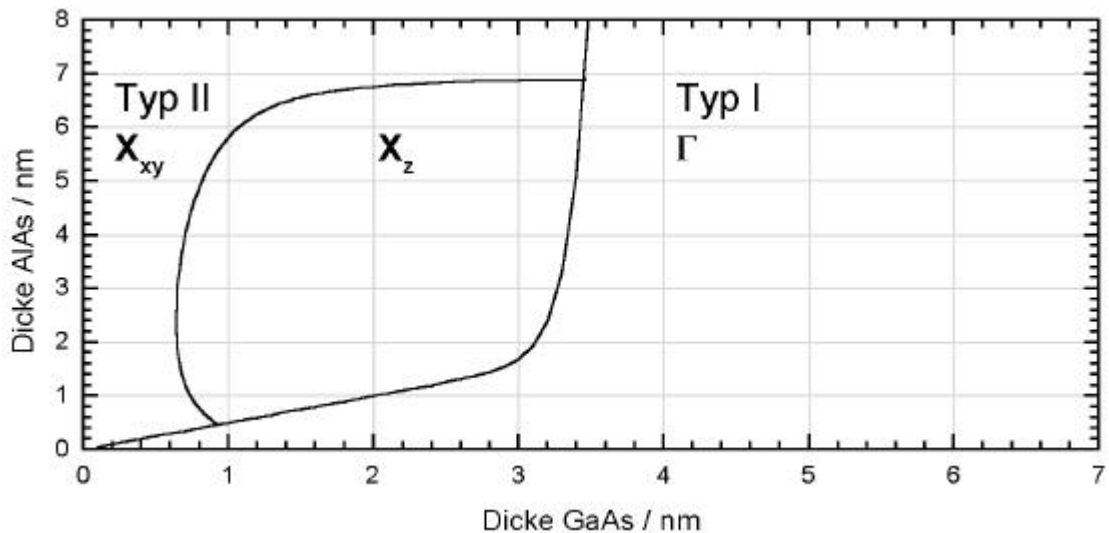


Abb. 14 Typ I und II Übergitter in Abhängigkeit der Schichtdicken

## 1.5 Einfluss der Verspannung

Da GaAs und AlAs nicht exakt die gleiche Gitterkonstante besitzen (GaAs 0.565325 nm und AlAs 0.566139 nm), muss man berücksichtigen, daß durch Aufwachsen der Schichten auf ein GaAs-Substrat dessen Gitterkonstante in der Ebene senkrecht zu Wachstumsrichtung übernommen wird. Dies gilt nach [31], dort wird die kritische Schichtdicke, unterhalb der ein versetzungsfreies (pseudomorphes) Wachstum von AlAs auf GaAs stattfindet, mit  $d_{krit} > 10 \text{ nm}$  bestimmt. Die verwendeten Übergitter mit bis zu 20 Monolagen  $\cong 5.65 \text{ nm}$  liegen unterhalb dieser Grenze. Damit muss man also ein System von verspannten Schichten betrachten, in dem die Verspannung ausschließlich in den AlAs-Schichten stattfindet.

Diese Verspannung lässt sich über das verallgemeinerte Hooke'sche Gesetz charakterisieren:  $s = C \cdot e$  (Verspannungstensor  $s$ , Verzerrungstensor  $e$ ).  $C$  stellt einen Tensor 4. Stufe dar, dessen 81 Komponenten durch die Symmetrien für kubische Symmetrie auf einen Tensor mit 4 verschiedenen verallgemeinerten Elastizitätsmoduln  $C_{ij}$  reduziert wird.

$$C_{T_d} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix}$$

Die Poissonzahl ist das negative Verhältnis aus Dickenänderung zu Längenänderung und reduziert sich in der betrachteten Symmetrie zu:

$$\mathbf{n}_p = \frac{C_{11}}{C_{12}} = \frac{-2 \cdot e_{\parallel}}{e_{\perp}}. \text{ Wenn man die Verspannungen } e_{xx} \text{ und } e_{yy} \text{ (senkrecht zur}$$

Wachstumsrichtung) mit  $e_{\parallel}$  und die Verspannung in Wachstumsrichtung  $e_{zz}$  mit

$$e_{\perp} \text{ bezeichnet, erhält man mit der biaxialen Kompression } e_{\parallel} = \frac{\Delta l}{l} = \frac{a_{GaAs} - a_{AlAs}}{a_{GaAs}}$$

$$\text{für } e_{\perp} = -2 \cdot \frac{e_{\parallel}}{\mathbf{n}_p} = -2 \cdot e_{\parallel} \cdot \frac{C_{12}}{C_{11}} \text{ (siehe z.B. [40]).}$$

Die Aufspaltung zwischen  $X_z$  und  $X_{x,y}$  lässt sich mit Hilfe des Deformationspotentials  $\Xi_u$  als  $\Delta X = \Xi_u \cdot (e_{\perp} - e_{\parallel})$  schreiben und beträgt ca. 21 meV (vgl. [1,16,36]).

Obwohl die Verspannung hier nur sehr klein ist (der Unterschied der Gitterkonstanten beträgt ca. 0.14%), führt diese zu einer Aufspaltung der X-Niveaus in das  $X_z$ -Niveau und die  $X_{x,y}$ -Niveaus. Zudem wird die 4-fache Entartung des  $\Gamma_8$ -Bands teilweise aufgehoben, es spaltet in Zustände mit  $J=3/2$  und  $J=1/2$  auf, den sogenannten schweren und leichten Löchern.

Diese Aufspaltung beträgt für die untersuchten Übergitter etwa 40 meV, so daß bei tiefen Temperaturen nur die Zustände mit  $J=3/2$  besetzt sind.

## 1.6 Das Exziton

Ein aus dem Valenzband angeregtes Elektron kann mit dem entstandenen Loch ein Exziton bilden. In Halbleitern ist dieses ein Wannier-Mott-Exziton bei dem die beiden Teilchen durch einen Abstand von etlichen Gitterkonstanten getrennt ist. Diese Exzitonen können sich als quasi-freie Teilchen im Festkörper bewegen.

In Analogie zum Wasserstoffatom ergibt sich näherungsweise die Bindungsenergie für den 3-dimensionalen Fall als eine Serie gebundener Zustände unter Berücksichtigung der jeweiligen effektiven Massen  $m^*$  und Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon$  zu  $E = \frac{m^* e^4}{8(\epsilon\epsilon_0 h)^2}$ .

Die Ausdehnung des Exzitons, der effektive Bohrradius, beträgt analog dazu  $a = \frac{\epsilon\epsilon_0 h^2}{m^* e^2 p}$ . Für ein Typ-II Exiton würde das 2-5 nm ergeben, da die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der jeweiligen Ladungsträger in den dazugehörigen Barrieren klein sind, ist das Exiton in den untersuchten Proben also in Wachstumsrichtung komprimiert.

Diese Komprimierung erhöht die Exzitonenbindungsenergie für ideale 2-dimensionale Exzitonen um einen Faktor 4 [20].

In den verwendeten Übergittern beträgt die typische Bindungsenergie weniger als 20 meV [1] ( im Vergleich zu den Bulk-Werten: GaAs 4.7 meV, AlAs 17 meV).

## 1.7 Niveauschema

Der Spin-Hamiltonoperator des Exzitons setzt sich aus dem Anteil des Elektrons, des Loches und der Wechselwirkung untereinander zusammen und lässt sich als:  $H_{Exz} = H_e + H_{HH} + H_{e-HH}$  schreiben.

Für das Elektron mit  $S=1/2$  ist  $H_e = g_{e\parallel} \mathbf{m}_B S_{e,z} B_z + g_{e\perp} \mathbf{m}_B (S_{e,x} B_x + S_{e,y} B_y)$ , während man für den Lochzustand die Aufspaltung zwischen  $J_z=3/2$  und  $J_z=1/2$ , also den sogenannten schweren und leichten Löchern, beachten muss. In diesem Materialsystem haben die Zustände mit  $J_z=3/2$  eine um etwa 10 meV geringere Energie (Einfluss der Verspannung Kap. 1.4, oder auch [5]), so dass bei niedrigen Temperaturen nur die Zustände der schweren Löcher besetzt sind.

Damit kann man den Anteil des Loches (mit einem effektiven Spin des schweren Loches  $S^*=1/2$ ) als  $H_h = g_{HH\parallel} \mathbf{m}_B S_{HH,z}^* B_z + g_{HH\perp} \mathbf{m}_B (S_{HH,x}^* B_x + S_{HH,y}^* B_y)$  schreiben. Unter Ausnutzungen der Symmetrieeigenschaften kann man den Wechselwirkungsoperator als  $H_{e-HH} = \sum_{i=x,y,z} c_{ii} S_{e,i} S_{HH,i}^*$  darstellen.

In Abb. 15 ist der energetische Verlauf der Energieniveaus im Magnetfeld gezeigt. Abb. 15a zeigt die Verhältnisse für ein hohes äußeres Magnetfeld, in dem die Zustände sogenannte gute Quantenzahlen besitzen, d.h., dass die Zustände hier reine Zustände sind und damit für die Quantenzahlen  $\pm 1$  zirkular polarisiertes Licht emittieren [7], während die Zustände mit den Quantenzahlen  $\pm 2$  nicht strahlend rekombinieren können. Die mikrowelleninduzierten Übergänge der Elektronen (ausgezogen) und die der schweren Löcher (gestrichelt) bestimmen zusammen mit den Nullfeldaufspaltungen das Niveausystem des Exzitons.

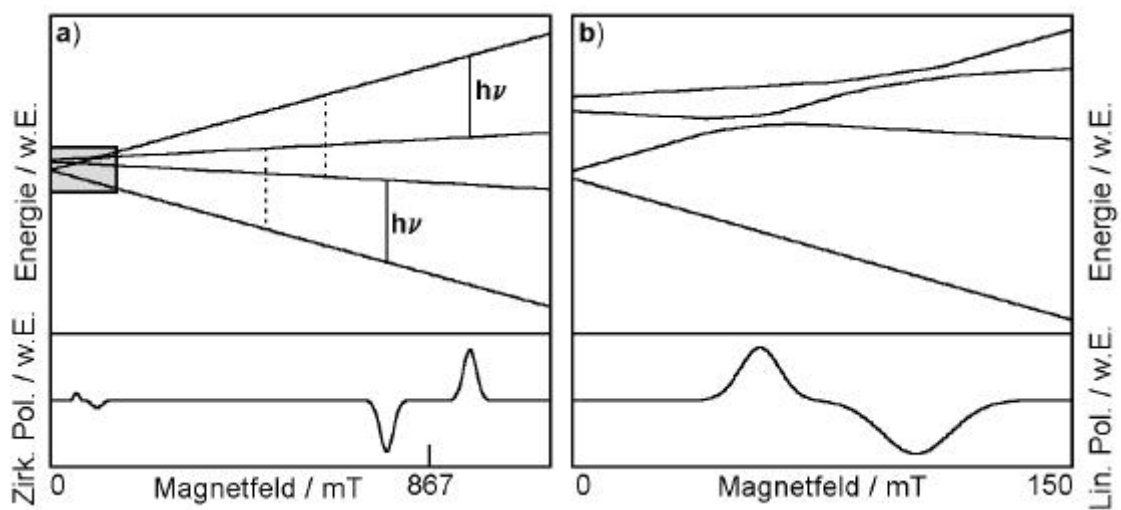


Abb. 15 Niveauschema des Heavy-Hole-Exzitons a) 24 GHz ODMR in hohem Magnetfeld b) Levelanticrossing in niedrigem Magnetfeld

Der Bereich kleiner Magnetfelder ist in Abb. 15b gezeigt, hier bestehen die Niveaus aus Mischzuständen und zeigen eine elliptische (nahezu lineare [7]) Polarisation der Emission. Hier sieht man aufgrund von Levelanticrossings, (die eine Anhebung oder Absenkung der Population der strahlenden Zustände bewirken) Signale, deren Lage charakteristisch für die jeweiligen Nullfeldaufspaltungen [2,19,38] ist. Hierbei sei angemerkt, daß auch bei Beobachtung einer einzelnen Polarisationsrichtung beide Anticrossings beobachtet werden können (zur Lösung der Ratengleichung vgl. Kap. 1.9; ein Anticrossing des jeweils anderen strahlenden Niveaus führt zu einer Absenkung der Besetzungszahl des beobachteten Niveaus).

Da die beiden Grenzflächen AIAs auf GaAs und GaAs auf AIAs (normale und inverse Grenzfläche) infolge unterschiedlichen Wachstums nicht physikalisch gleichwertig sind, werden die an den jeweiligen Grenzflächen lokalisierten Exzitonen mit A und B bezeichnet. Ivchenko et al. [21,22] zeigten, daß die lokalisierten Exzitonen zum einen in den Richtungen  $\langle 110 \rangle$  und  $\langle \bar{1} \bar{1} 0 \rangle$  dipolaktiv sind, und zum anderen sich durch die energetische Lage ihrer strahlenden Niveaus unterscheiden.

Nach [38] verschwindet die Nullfeldaufspaltung des strahlenden Dubletts für die  $D_{2d}$ -Symmetrie, das Experiment zeigt also die niedrigere  $C_{2v}$ -Symmetrie des Interfaces. Nach Ivchenko et al. [21] ist die Nullfeldaufspaltung des nichtstrahlenden Dubletts nur dann verschieden von Null, wenn man eine tetragonale Störung der  $C_{2v}$ -Symmetrie annimmt.

### 1.7.1 Fit der Nullfeldaufspaltungen

Nach Ivchenko et al. [21] kann man für  $B||z$  die Energieeigenwerte in Abhängigkeit von den g-Werten und den Nullfeldaufspaltungen angeben.

$$E_4 = -\frac{d_0}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{d_1^2 + (g_{HH} + g_e) \cdot \mathbf{m}_0^2 B^2}$$

$$E_3 = \frac{d_0}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{d_2^2 + (g_{HH} - g_e) \cdot \mathbf{m}_0^2 B^2}$$

$$E_2 = \frac{d_0}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{d_2^2 + (g_{HH} - g_e) \cdot \mathbf{m}_0^2 B^2}$$

$$E_1 = -\frac{d_0}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{d_1^2 + (g_{HH} + g_e) \cdot \mathbf{m}_0^2 B^2}$$

Hierbei erfolgt die Numerierung nach aufsteigender Energie im Hochfeld, und da diese Formeln nur für  $B||z$  gelten, sind die g-Werte die z-Komponenten des jeweiligen Tensors. Die Nullfeldaufspaltung  $d_0$  steht für die Aufspaltung zwischen dem strahlenden und dem nichtstrahlenden Dublett, und die Nullfeldaufspaltungen  $d_1$  und  $d_2$  für die Aufspaltung des nichtstrahlenden und des strahlenden Dubletts.<sup>4</sup>

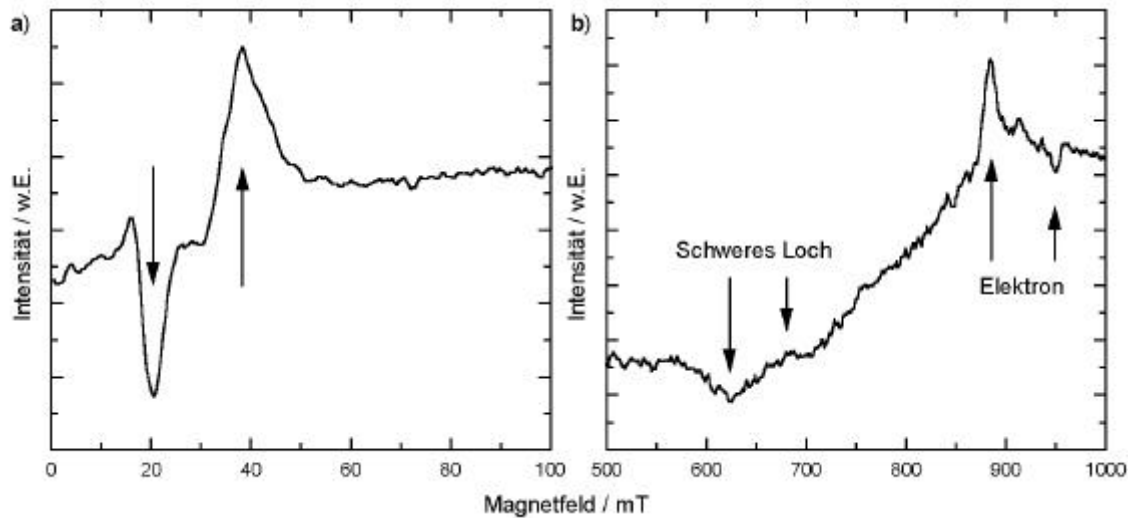


Abb. 16 a) Levelanticrossing (Differenz der Linearpolarisation) b) 24.3 GHz ODMR (Differenz der Zirkularpolarisation); beide Messungen wurden bei 2 K und im Maximum der Emission durchgeführt.

Mit den aus Messungen bekannten Resonanzen, d.h. LAC und ODMR am Exziton (sowohl am Elektron als auch am schweren Loch), und dem oben angegebenen Gleichungssystem kann man einen Fit für die Nullfeldaufspaltungen durchführen.

In Abb. 16a liegen die Levelanticrossings bei 20.4 und 38.2 mT, in Abb. 16b sieht man die mikrowelleninduzierten Übergänge des Exzitons bei 624.5, 673, 883.9 und 949.5 mT. Das Signal bei 913.6 mT gehört nicht zu dem Niveausystem dieses Exzitons und wird daher für diese Analyse nicht berücksichtigt.

Diese Analyse liefert für die z-Komponenten der g-Tensoren:  $g_{HH}=2.675$  und  $g_e=1.894$ . Für die Nullfeldaufspaltungen (in  $\mu\text{eV}$ ) ergibt sich  $d_0=3.67$ ,  $d_1=0.0001$  und  $d_2=1.94$ .

Aus der Variation dieser Parameter erhält man ihren Einfluss auf die Lage der Resonanzen. Zweckmässigerweise beschreibt man die drei Paare von Resonanzen durch ihre Schwerpunktslage und ihre Aufspaltung im Magnetfeld.

Bereits aus Tab. 2 kann man die Eigenschaften dieser Analyse erkennen. Die Parameter  $g_e$ ,  $g_{HH}$ ,  $d_0$  und  $d_2$  sind durch ihren Einfluss auf die Messwerte gut zu bestimmen, während der Parameter  $d_1$  nur schwach durch die Lage der Resonanzen festgelegt wird.

In der  $C_{2v}$ -Symmetrie gilt für den Parameter  $d_1$  nach [22]  $d_1/d_0 \cong 0$ . Ein Abweichen von dieser Relation deutet also auf eine tetragonale Störung der  $C_{2v}$ -Symmetrie hin [21].

	LAC		HH-Resonanz		e-Resonanz	
	Position	Aufspaltung	Position	Aufspaltung	Position	Aufspaltung
$g_e$					groß	
$g_{HH}$			groß			
$d_0$	groß	klein		groß		groß
$d_1$	klein					
$d_2$		groß				

Tab. 2 Abhängigkeit der magnetischen Resonanzen von den Parametern. Falls die Abhängigkeit vernachlässigbar ist, ist diese nicht angegeben!

Mit Hilfe dieses Fits lassen sich also die Nullfeldaufspaltungen der Exzitonen und deren Symmetrie im Kristallfeld bestimmen.

## 1.8 Polarisation der Lumineszenz

Da man die an der normalen und an der inversen Grenzfläche rekombinierenden Exzitonen anhand ihrer Polarisation der Lumineszenz unterscheiden kann (Kap. 1.7), ist hier der Zusammenhang zwischen den Energieeigenwerten und ihrer Eigenfunktionen mit der Polarisation gezeigt.

Im vorherigen Kapitel wurde der energetische Verlauf der Niveaus über dem Magnetfeld gezeigt, also der Verlauf der zu dem Spin-Hamiltonoperator gehörenden Energieeigenwerte. Wenn man die Spinquantenzahlen der Niveaus im Hochfeld als Eigenfunktionen benutzt (für die strahlenden Zustände also  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$ ), beschreibt der zum jeweiligen Magnetfeld gehörende Eigenvektor  $c$  die Polarisation der Niveaus.

Die Polarisation eines Lichtquants wird durch die 4 Stokes-Parameter charakterisiert. Die Stokes-Parameter beschreiben die Intensität, deren Anteil an Linearpolarisation (mit zwei Parametern werden um  $45^\circ$  gedrehte Polarisations Ebenen beschrieben) und die Zirkularpolarisation. Für eine allgemeinere Diskussion der Polarisation sei auf [32] verwiesen.



Für einen Zustand gewinnt man die Stokes-Parameter der Linear-/Zirkularpolarisation aus den Koeffizienten des Eigenvektors des Zustands.

Diese Komponenten sind  $P_{lin} = 2 \cdot c_+ \cdot c_-$  und  $P_{circ} = c_+^2 - c_-^2$ , die Intensität ist hier auf 1 normiert, und die Richtung der Linearpolarisation so gewählt, daß die zweite Komponente der Linearpolarisation genau 0 ist. Dies ist keine Einschränkung, da man die Polarisation auch in Kugelkoordinaten angeben kann, der sogenannten Poincaré-Kugel: hier entsprechen die Pole der Zirkularpolarisation, und der Äquator den Linearpolarisationen.

Damit kann man eine elliptische Polarisation eines Zustands in die Anteile der Linear- und Zirkularpolarisation zerlegen, wobei die Intensitäten sich wie die Quadrate der jeweiligen Parameter verhalten.

Als Beispiel sei hier der Eigenvektor eines strahlenden Zustands gegeben, dazu die korrespondierenden Stokes-Parameter.

$$\begin{aligned}
 \text{Eigenvektor} &= \begin{pmatrix} 0 \\ c_+ \\ c_- \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0.2588 \\ 0.9330 \\ 0 \end{pmatrix}, \\
 \text{Stokes-Parameter} &= \begin{pmatrix} 0.2588^2 + 0.9659^2 \\ 2 \cdot 0.2588 \cdot 0.9659 \\ 0 \\ 0.2588^2 - 0.9659^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0.5 \\ 0 \\ -0.866 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Die Zerlegung liefert  $I_{lin} = 0.25 \cdot e_{horizontal}$  und  $I_{circ} = 0.75 \cdot e_r$ .

In Abb. 17 wird die Zerlegung eines Energieniveaus in ihre Anteile an linear/ zirkular polarisierter Intensität gezeigt.

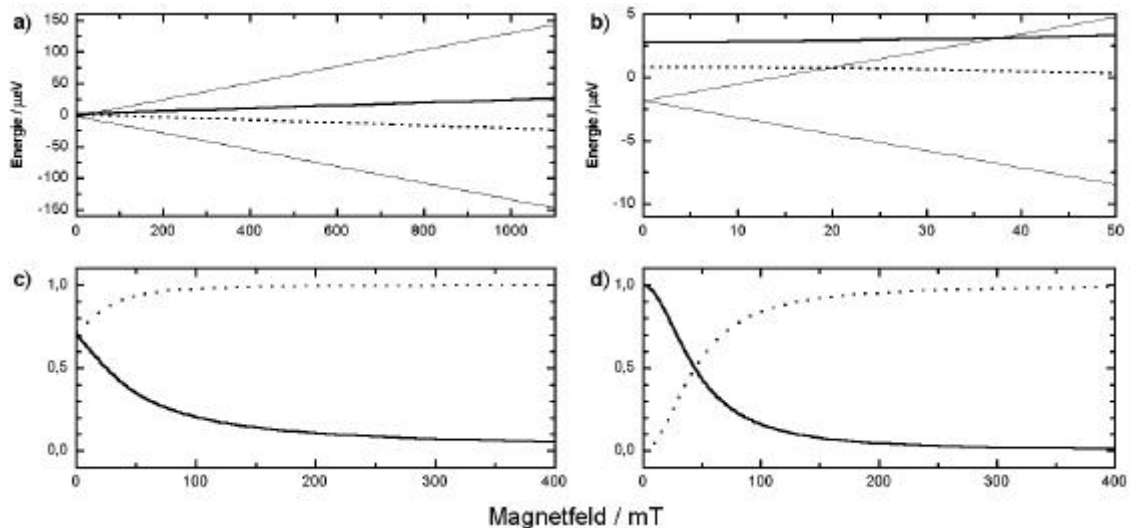


Abb. 17a) Verlauf der Energieeigenwerte

b) Ausschnitt aus a, zeigt Nullfeldaufspaltungen

c) Komponenten des energetisch niedrigeren emittierenden Niveaus (in a und b gepunktet); gepunktet  $\sigma^-$ -Komponente, ausgezogen  $\sigma^+$ -Komponente

d) Intensität der Zirkularpolarisation, linear (ausgezogen) und zirkular (gepunktete) polarisierte Komponente

In Abb. 17a sieht man die Energie-Aufspaltungen des Exzitons, die im hohen Magnetfeld linear verlaufen (Zeeman-Aufspaltung proportional zum Magnetfeld), Abb. 17b zeigt den Bereich niedriger Magnetfelder in denen die Nullfeldaufspaltungen den Verlauf der Energieeigenwerte prägen. Aus der Größe der Aufspaltungen im Vergleich zur thermischen Energie (bei 2K etwa  $170 \mu\text{eV}$ ) sieht man, daß die Thermalisierung im wesentlichen nur Einfluß auf die mikrowelleninduzierten Übergänge ( $24.3 \text{ GHz} \cong 100 \mu\text{eV}$ ) haben kann, da man von einer nichtresonanten Anregung ausgeht und daher bei einer im Vergleich zur thermischen Energie sehr kleinen Aufspaltung des Niveausystems der Effekt der Thermalisierung dort verschwindend klein ist.

In Abb. 17c ist die Zusammensetzung eines strahlenden Niveaus aus den Hochfeldfunktionen (mit den Polarisationen  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$ ) gezeigt, in Abb. 17d die daraus resultierende Zerlegung der Intensität in ihren linearen und zirkularen Anteil.

## 1.9 Ratengleichungen

Die Energieniveaus zeichnen sich bei einem definierten Magnetfeld durch ihre Energieabstände (die durch die g-Werte festgelegt werden) untereinander aus. In Abb. 18 ist die Lage der Niveaus zueinander im Magnetfeld (hier für ein äußeres Feld, das groß gegenüber dem inneren Feld ist) und die möglichen Übergänge zueinander gezeigt.

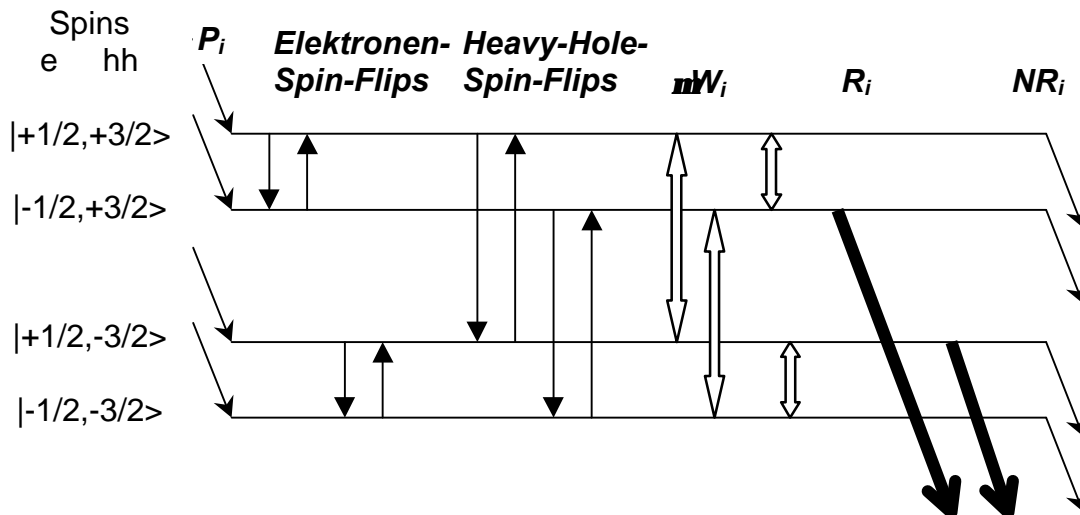


Abb. 18 Niveausystem und mögliche Übergänge

Links sieht man die Spins der einzelnen Zustände. Zur weiteren Bezeichnung seien die Niveaus nach aufsteigenden Energien mit 1-4 durchnumeriert. Die erste auftretende Rate ( $P_i$ ) ist die Erzeugung von Exzitonen durch optische Anregung. Die vier Paare von Spin-Flips sorgen für eine temperaturabhängige Verteilung der Besetzungszahlen auf die vier Energieniveaus (wobei das Gleichgewicht nur dann erreicht wird, wenn die Thermalisierung schneller als die strahlende Rekombination des Exzitons erfolgt).

Im Unterschied zu den Spin-Flips, bei denen die Übergangswahrscheinlichkeiten (und damit die Raten) von dem Verhältnis zwischen der Energiedifferenz der beiden beteiligten Niveaus und der thermischen Energie abhängen, sind die mikrowellenbedingten Übergänge ( $mW_i$ ) in beide Richtungen gleich.

Wegen der Auswahlregel für optische Dipolstrahlung können nur die beiden Niveaus mit Spin  $\pm 1$  zu einer strahlenden Rekombination ( $R_i$ ) führen, während alle vier Niveaus eine nichtstrahlende Rekombination ( $NR_i$ ) aufweisen.

Bevor man nun die Ratengleichungen aufstellt, ist zu bemerken, daß die Besetzungszahlen endlich sind, dies hat für die Lösungen wichtige Konsequenzen. Des weiteren bleibt anzumerken, daß alle hier gegebenen Raten zeitunabhängig sind.

Wenn man die Ratengleichungen in Matrixform aufstellt, führt das zu der Form:  $\frac{d\vec{N}}{dt} = \hat{M} \cdot \vec{N} + \vec{P}$  ( $\hat{M}$  enthält alle Übergänge des Niveausystems;  $\vec{N}$  sind die Besetzungszahlen der Niveaus). Dies ist ein Gleichungssystem gekoppelter linearer inhomogener Differentialgleichungen 1. Grades.

Aus der allgemeinen Lösung der homogenen und einer speziellen Lösung der inhomogenen Differentialgleichung gewinnt man die Lösung des Gleichungssystems:  $\vec{N}_L = \vec{N}_{AH} + \vec{N}_{SI}$ .

Zuerst bestimmt man nun eine spezielle Lösung des inhomogenen Gleichungssystems. Mit der Tatsache, daß die Besetzungszahlen für große Zeiten gegen einen Grenzwert konvergieren, d.h.  $\frac{d\vec{N}}{dt} \rightarrow 0$  für  $t \rightarrow \infty$ , reduziert sich das System von Differentialgleichungen zu einem linearen Gleichungssystem:  $\hat{M} \cdot \vec{N}_{SI} + \vec{P} = 0$ . Dieses lässt sich mit Hilfe eines geeigneten Algorithmus, z.B. nach Gauß, oder mit der Cramer'schen Regel lösen.

Das homogene Gleichungssystem von Differentialgleichungen:  $\frac{d\vec{N}}{dt} = \hat{M} \cdot \vec{N}$  ist relativ einfach lösbar. Man muss ein Fundamentalsystem für  $\hat{M}$  finden. Der Einfachheit halber sei hier die Darstellung in Eigenvektoren und Eigenwerten gewählt. Damit lässt sich die Lösung als:  $\vec{N}_{AI} = \sum_{i=1}^4 c_i \cdot \vec{EV}_i \cdot e^{EW_i t}$  schreiben.

Dies gilt jedoch nur für den Fall, daß die Eigenwerte nicht entartet sind, dann käme auch ein Anteil zur Lösung, der je nach Entartung eine Potenz in t zu den  $c_i$  beiträgt. Da im Experiment aber wie erwähnt eine endliche stabile Besetzungszahl der Zustände gemessen wurde, ist dies hier nicht der Fall, man kann eine Entartung der Eigenwerte daher ausschließen.

Die in der Lösung unbekanntes  $c_i$  lassen sich durch Anpassen an eine Randbedingung bestimmen, die Lösung:  $\vec{N}_0 = \vec{N}_{SI} + \sum_{i=1}^4 c_i \cdot \vec{EV}_i \cdot e^{EW_i \cdot t_0}$  ist wieder ein lineares Gleichungssystem (in den  $c_i$ ), das man - wie erläutert - einfach lösen kann.

Jetzt kann man mit Kenntnis der beteiligten Raten z.B. den zeitlichen Verlauf der Besetzungszahlen berechnen.

Die Generationsraten ( $P_i$ ) sind für eine nichtresonante unpolarisierte Anregung für alle 4 Niveaus gleich [13]. Da die energetischen Abstände zwischen allen vier Energieniveaus unterschiedlich sind, sind auch die Übergangsraten der jeweiligen Paare von Spin-Flips durch die Thermalisierung unterschiedlich.

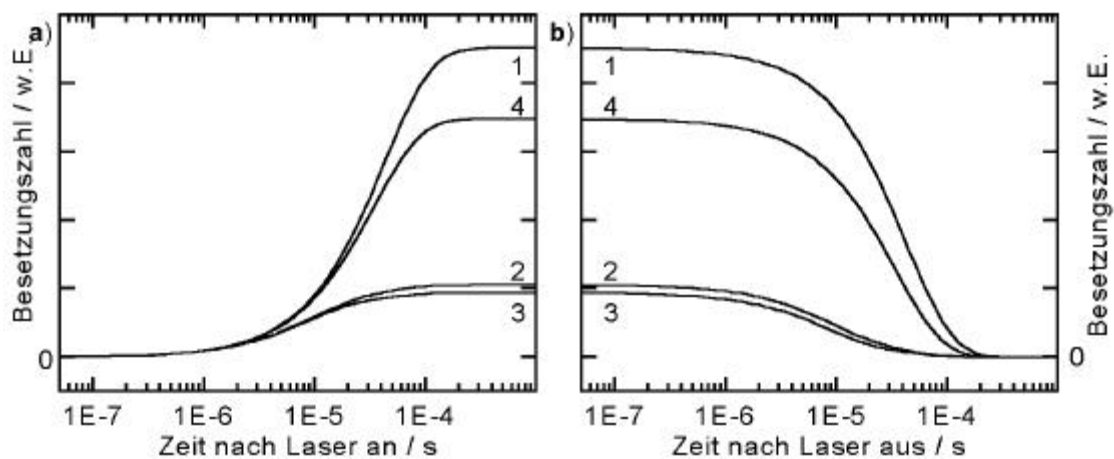


Abb. 19 Lösung der Ratengleichungen des Exzitons, Numerierung der Niveaus nach aufsteigenden Energieeigenwerten der Hochfeldeigenfunktionen

Auf Grund der vielen unbekanntes Parameter (Raten) ist ein Fit nur bedingt sinnvoll. Trotzdem zeigt Abb. 19 den Einschalt- und den Ausschaltvorgang der Generation von Exzitonen, den man mit zeitaufgelöster PL direkt messen könnte. Hierbei ist zu beachten, daß die in Abb. 19 gezeigte zeitliche Entwicklung auf willkürlich gewählten Raten beruht. Diese wurden so gewählt daß der Unterschied zwischen den Raten des nichtstrahlenden und strahlenden Zerfalls deutlich wird.

In Abb. 19a sieht man die Besetzungszahlen der Niveaus nach dem Einschaltvorgang. Man sieht deutlich einen großen Unterschied zwischen den strahlenden Zuständen 2 und 3, und den nichtstrahlenden Zuständen 1 und 4.

Innerhalb dieser Paare ist eine Verteilung zu erkennen, die thermischen Ursprungs ist: das jeweils energetisch höhergelegene Niveau besitzt eine kleinere Besetzungszahl. Nach ca. 0.1 ms ist der Gleichgewichtszustand erreicht, in Abb. 19b gilt für den Ausschaltvorgang die gleiche Zeitskala.

### 1.9.1 Ratengleichungen für leistungsmodierte ODMR

Die in Kap. 1.9 aufgestellte Lösung der Ratengleichung gilt nur für zeitlich konstante Raten. Im Rahmen der durchgeführten Messungen ist jedoch der Fall einer zeitlich modulierten Mikrowellenleistung von besonderem Interesse.

Die verwendete Lösung ist für den Fall periodisch veränderlicher Mikrowellenleistung recht einfach anzupassen, insbesondere gilt dies, wenn die Modulation stufenförmig erfolgt (an / aus Modulation Abb. 20).

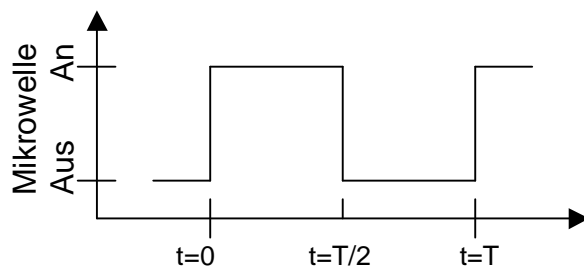


Abb. 20 Modulation der Mikrowelle

Abweichungen von der idealisierten Schaltfunktion können im Experiment vernachlässigt werden, da die PIN-Diode eine sehr steile Charakteristik besitzt, so dass bei den verwendeten Modulationsfrequenzen ( $f < 200$  kHz) diese noch ideal schaltet. (Der Zustand „Mikrowelle aus“ wird durch die mit 30 dB abschwächende PIN-Diode erreicht.)

Der zweite Einfluss, der sich störend auswirken kann, ist die Güte des Resonators und die damit verbundenen An- und Abklingzeiten der Mikrowellenintensität im Resonator.

Mit einer typischen Güte des Resonators von weniger als 5000 kann man daher näherungsweise eine charakteristische Zeit von  $t = \frac{5000}{24.3 \cdot \text{GHz}} \cong 0.2 \cdot \text{ms}$  ansetzen, d.h. auch dies hat nur einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die Schaltfunktion der Mikrowelle.

Daher ist also die Mikrowellenleistung für jeweils eine halbe Periode der Schaltfunktion als konstant anzusehen. Damit kann man die Ratengleichungen aus Kap. 1.9 benutzen, um den Einfluss der modulierten Mikrowellenleistung auf die Besetzungszahlen zu untersuchen.

In Abb. 21 ist die Simulation der Zeitabhängigkeit der leistungsmodulierten ODMR zu sehen, hier für ein statisches äußeres Magnetfeld (die Parameter der Simulation sind die gleichen wie in Abb. 19, Kap. 1.9).

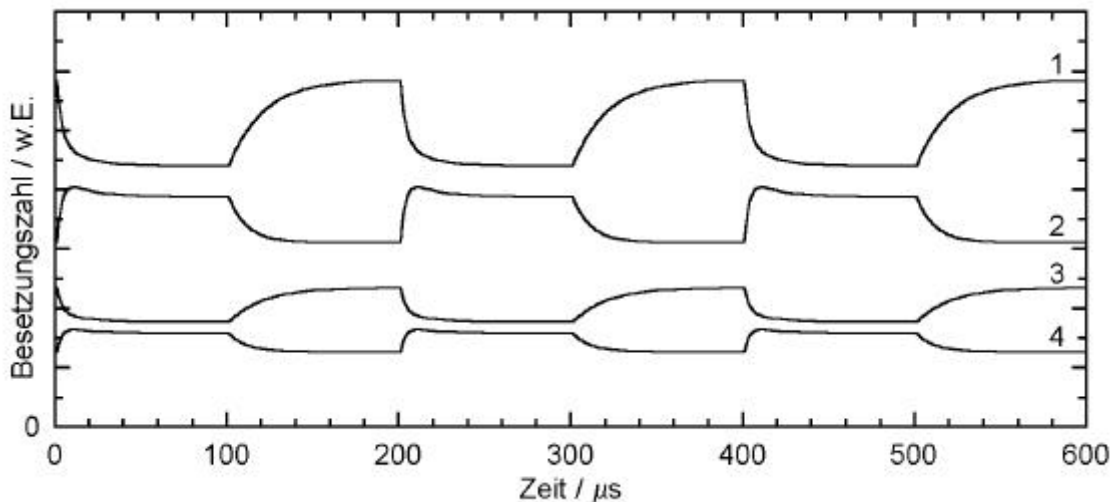


Abb. 21 Modulierte Mikrowellenleistung, Numerierung der Niveaus nach aufsteigenden Energieeigenwerten der Hochfeldeigenfunktionen

Hier kann man schon anhand der Verläufe der Besetzungszahlen zueinander sehen, daß in dieser Simulation die Mikrowelle die größte Rate besitzt, gefolgt von der Heavy-Hole-Spin-Flip-Rate, während hier die Rate der Elektronen-Spin-Flips am kleinsten ist. Besonders gut ist hier auch zu sehen, daß der Mikrowellenübergang zwischen den Niveaus 1 und 2 nicht nur ein mit einem Lock-In-Verstärker detektierbares Signal im Niveau 2 mit einem HH-Spin von  $-3/2$  ( $\sigma^-$  polarisiert), sondern auch ein sogenanntes indirektes Signal im Niveau 3 ( $\sigma^+$  polarisiert) hervorruft. Wichtig für das Experiment ist hier die Tatsache, daß das direkte und das indirekte Signal je nach Choppingfrequenz in Vorzeichen, Amplitude und Phase zu unterscheiden ist.

Mit einem Fit kann man damit also einen Überblick über die Größenordnungen der Raten erhalten, jedoch sind nicht alle mit diesen Fits erhaltenen Raten direkt bestimmbar.

## 2 Apparatur und verwendete Proben

### 2.1 Apparative Grundlagen

Die in dieser Arbeit benutzte Apparatur ist ein ODMR-Spektrometer mit einer 24 GHz Mikrowellenbrücke. Mit einem Magnetfeldbereich von  $\pm 4$  T erstreckt sich der nutzbare Bereich bis zu  $g \cong 0.43$  hinab. Der Wellenlängenbereich der Lichtdetektion erstreckt sich von ca. 200-2000 nm. Die minimale Auflösung des Monochromators beträgt 0.1 nm, im Experiment wurde eine Auflösung von 0.5 nm verwendet, falls nicht anders erwähnt.

Der Kryostat wird so betrieben, daß die Detektionsrichtung der Emission mit dem Magnetfeld zusammen fällt (Voigt-Konfiguration), es besteht jedoch auch die Möglichkeit, die optische Achse senkrecht zum Magnetfeld zu legen (die Faraday-Konfiguration wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht genutzt).

Der Probeneinsatz ermöglicht eine Drehung der Probe senkrecht zur Magnetfeldrichtung. Es sind Probenraumtemperaturen von 1.5-300K möglich. Für ODMR wird aufgrund der physikalischen Eigenschaften der Superlattices nur der Tieftemperaturbereich (1.5-30K) genutzt.

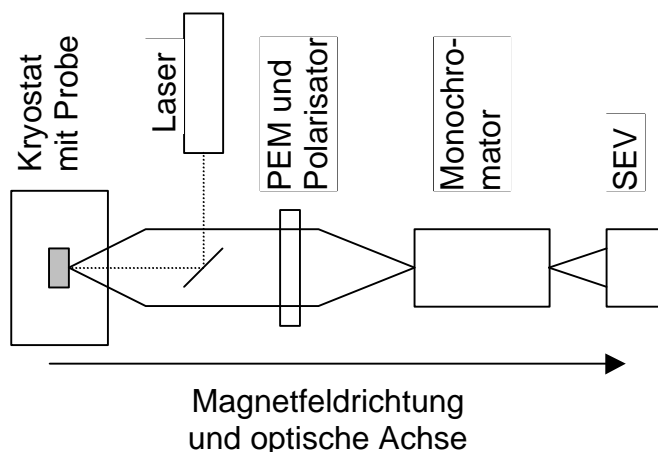


Abb. 22 Schema ODMR-Spektrometer

Der Übersichtlichkeit halber sind hier die verwendeten Linsen nicht gezeigt, desgleichen die Mikrowellenbrücke. Die Kombination aus Photo-Elastischem-Modulator (PEM) und Polarisator (und je nach Polarisation auch einem  $\lambda/4$ -



Plättchen) ermöglicht es, die Emission mit einem Lock-In-Verstärker als Differenz zweier Polarisationen, sowohl zirkular als auch linear, zu messen. Das Licht des verwendeten Argon-Ionen-Lasers (514 nm Emissionswellenlänge, entspricht 2.41 eV) wird über einen Umlenkspiegel auf die Probe gelenkt. Das emittierte Licht wird nach einer geeigneten Kombination von PEM und Polarisator in einem  $\frac{1}{4}$  m Monochromator spektral zerlegt und von einem Sekundär-Elektronen-Vervielfacher (SEV) detektiert (wobei der hier genutzte SEV unterhalb von 800 nm zu betreiben ist).

Die verwendete Mikrowellenbrücke wird lediglich manuell auf die Resonanz der Cavity abgestimmt, das Reflexklystron erlaubt Leistungen von bis zu 800 mW bei 24 GHz.

Das Magnetfeld wurde mit Messungen an DPPH kalibriert (d.h. man geht von einer linearen Strom-Magnetfeld-Kennlinie aus), alle Messungen in dieser Arbeit beziehen sich auf die kalibrierten Werte. Diese Kalibration musste im Zeitraum dieser Arbeit mehrfach durchgeführt werden, da die supraleitende Spule oder die Stromquelle vermutlich aufgrund von Alterung eine Drift der Strom-Magnetfeld-Kennlinie aufweist.

### 2.1.1 Anregungsdichte

Um die Anregungsdichte abzuschätzen, wurde die Intensität des Anregungslichtes (514 nm Argon-Ionen-Laser) in folgendem Aufbau (Abb. 23) gemessen.

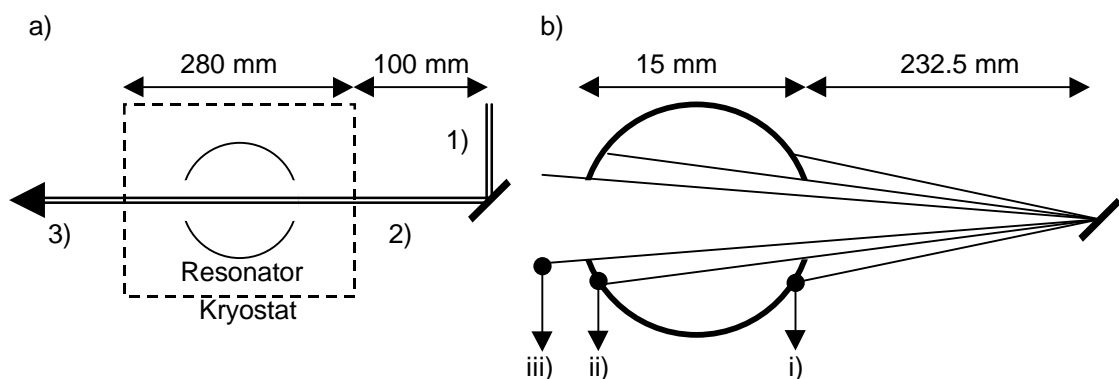


Abb. 23 a) Strahlverlauf des Lasers, b) Aperturblenden

In Abb. 23a wird der Strahlverlauf des Anregungslichtes gezeigt (die Linsen zur Strahlaufweitung und Fokussierung sind der Übersichtlichkeit halber weg-

gelassen). Der Laser (Strahldurchmesser ca. 3 mm) wird auf den Spiegel fokussiert, auf diesem ist der Brennfleck sehr klein gegenüber dem ursprünglichen Durchmesser, so dass man von einer von dort ausgehenden punktförmigen Lichtquelle ausgehen kann. An den Stellen 1-3 wurde jeweils die Intensität ohne Probe gemessen.

Da der Mikrowellenresonator (mit einem kreisförmigen Durchlaß von 3 mm Durchmesser) als mehrfache Aperturblende wirkt, kann man hier den Intensitätsverlust beim Durchgang durch einfache Strahlgeometrie abschätzen.

Der erleuchtete Fleck auf dem Resonator i hatte ca. 5 mm Durchmesser, daher beträgt der durchgelassene Anteil  $\frac{p(0.15cm)^2}{p(0.25cm)^2} = 36\%$ , und analog dazu beim

Verlassen des Resonators ii 88% der auf der zweiten Aperturblende einfallenden Intensität. Der Resonator hat also eine Transmission von ca. 31.7%. Im Vergleich mit den gemessenen Intensitäten 1 0.59 mW und 2 0.44 mW (der Spiegel hat also einen Reflexionsgrad von 75%) sollte theoretisch an 3 eine Intensität von 0.139 mW gemessen werden, der Messwert 3 lag bei 0.14 mW.

Daher kann als Abschätzung für die Intensität am Probenort  $36\% \cdot 75\% = 27\%$  angenommen werden, da die Messung der Laserintensität im Betrieb an 1 erfolgte. Damit ergibt sich für die an 1 gemessene Intensität eine Leistungsdichte

von  $\frac{I_{mess} \cdot 27\%}{p \cdot (0.155cm)^2} = 3.6 \cdot \frac{I_{mess}}{cm^2}$  am Probenort.

## 2.2 Verwendete Proben

Sämtliche verwendete Übergitter wurden mit einer MBE-Anlage der PTB Braunschweig hergestellt. Eine schematische Darstellung eines solchen Übergitters ist in Abb. 24 zu sehen.

Da die Schichtdicken beim MBE-Prozess aus den experimentell bestimmten Aufwachsrate für GaAs und AlAs festgelegt werden, erfolgte eine Kontrolle der tatsächlichen Schichtdicken mit XRD, teils auch Raman-Messungen.

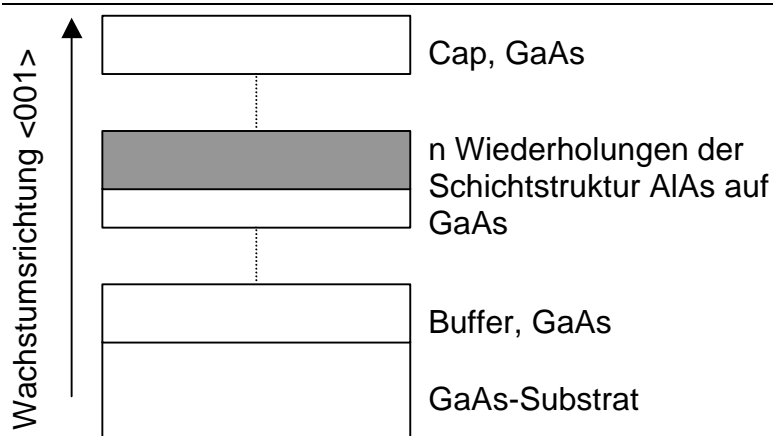


Abb. 24 Schematischer Aufbau eines Übergitters

Die wichtigsten verwendeten Proben haben folgende Parameter, die Probe P233 wurde ohne Waferrotation gewachsen, damit erhält man eine Schichtdickenvariation im Bereich von mehreren Monolagen:

Bezeichnung	Wachstumsunterbrechung	Schichtdicken GaAs/AlAs, aus Wachstumsraten	Emissionsenergie
		nm / nm	eV
P90	-	2.65 / 1.73	1.870
P91	50 s nach AlAs	2.65 / 1.73	1.867
P92	50 s nach GaAs	2.65 / 1.73	1.865, 1.851
P177	50 s nach GaAs	2.60 / 1.70	1.861
P178	50 s nach GaAs	2.60 / 1.41	1.887
P179	50 s nach GaAs	2.26 / 1.70	1.861
P233	50 s nach GaAs	1.80 - 2.18 / 1.78 - 2.35	1.830 - 1.875

Tab. 3 Probencharakterisation, alle Proben sind Übergitter vom Typ II und wurden bei 620° C gewachsen

Die Probe P92 weist in Teilbereichen des Wafers eine Doppelstruktur der Lumineszenz auf, daher wurden in Tab. 3 die beiden Emissionsenergien angegeben. In P233, die zwei rechtwinklig zueinander liegende Gradienten der Schichtdicken besitzt (GaAs und AlAs), zeigt sich teilweise auch diese Doppelstruktur, jedoch wurde für diese Probe nur der gesamte Bereich der Lumineszenzenergien angegeben.

---

Im Normalfall wird die Probe auf einem rotierenden GaAs-Substrat aufgewachsen, um eine homogene Schichtdicke über den ganzen Wafer zu erreichen. Es zeigt sich jedoch, daß die Schichtdicke in radialer Richtung nicht konstant bleibt, man muss also zu jeder Probe (ca.  $3 \times 5 \text{ mm}^2$  aus einem 2.5 Zoll-Wafer abgespalten) die Schichtdicke bestimmen.

Für bekannte Schichtdicken kann man auch die gemessenen Lumineszenzenenergien, Nullfeldaufspaltungen und g-Werte verwenden, um eine Kalibrierkurve zu erhalten. Diese ermöglicht es bei weiteren Messungen direkt auf die Schichtdicken zurückzuschließen.

## 3 Durchgeführte Messungen

Die durchgeführten Messungen lassen sich in zwei Klassen einteilen: Messungen der Lumineszenz und Messungen der magnetischen Resonanzen (hierzu zählt auch die Levelanticrossingspektroskopie im äußeren Magnetfeld). Die Messungen der Lumineszenz werden in diesem Kapitel nicht nur vorgestellt, sondern auch schon die Resultate dargestellt, die für die Interpretation der Messungen der magnetischen Resonanzen wichtig sind.

### 3.1 Lumineszenz

Für die theoretische Berechnung der Lumineszenzwellenlänge benötigt man die Schichtdicken des Übergitters und kann dann mit den Energien der Volumenhalbleiter (für X- und  $\Gamma$ -Punkt) und den dazugehörigen effektiven Massen unter Kenntnis des Bandoffsets das Confinement berechnen. Dieser Ansatz gilt zwar streng genommen nur für einen isolierten Quantum-Well, aber für nicht allzu dünne Schichten fällt die Ausbildung der Minibänder noch nicht so stark ins Gewicht.

#### 3.1.1 Zuordnung des Superlattice-Typs

Die verwendeten Proben vom Typ II (P90-P92, P177-P179 und P233) haben theoretische Emissionsenergien von ca. 1.83-1.89 eV.

In Abb. 25 sieht bei 1870 meV den stärksten Lumineszenzpeak. In der Literatur wurde insbesondere der Peak bei 30 meV kontrovers diskutiert. Neueren Untersuchungen zufolge kann man das Phononenspektrum eines Superlattices mit einem 2-Moden-Verhalten beschreiben. Hier entsprechen die Phononenenergien nicht mehr denen der Bulk-Halbleiter (GaAs-LO 36.25 meV, AlAs-LO 50.1 meV, siehe z.B. [1]). Hier spricht man von den GaAs-/AlAs-ähnlichen LO-Phononen (z.B. [29]), denen die beiden niederenergetischen Satelliten bei 30 meV und 50 meV zugeschrieben werden.

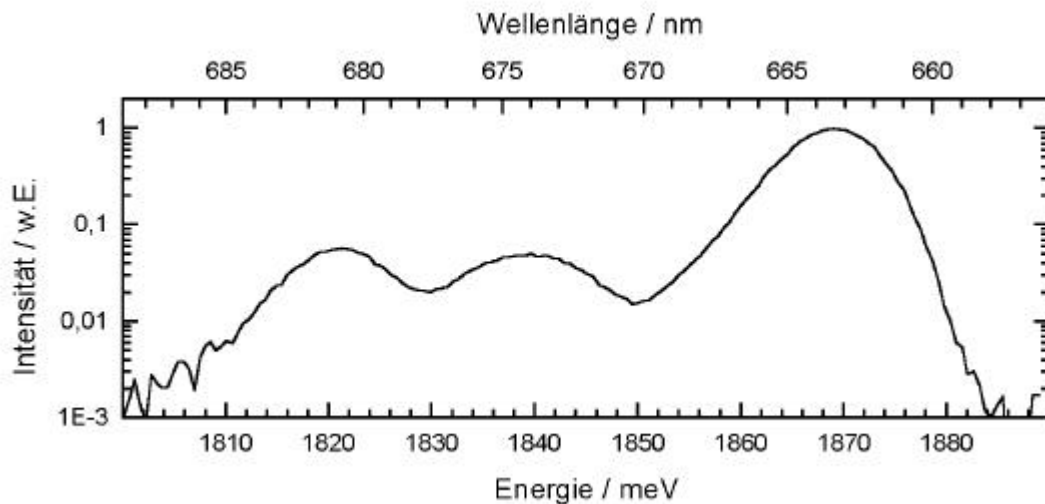


Abb. 25 Lumineszenz der Probe P90,  $T=2$  K

Auf Grund der Intensitätsverhältnisse zwischen der Null-Phononen-Linie<sup>8</sup> und den Phononen-assistierten Übergängen kann man das  $X_z$ -Niveau der NPL zuordnen. Dieser besitzt im Gegensatz zu den  $X_{x,y}$ -Levels eine Beimischung des  $\Gamma$ -Niveau durch das Übergitter-Potential in  $z$ -Richtung, das sogenannte  $\Gamma$ -X-Mixing. Daher ist dieser Übergang vom Charakter „pseudo-direkt“, d.h. der indirekte Charakter des Bulk-Halbleiters AIAs ist hier teils aufgehoben, die strahlende Rekombination der NPL ist mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit erlaubt und nur noch räumlich indirekt. Die Lebensdauer der Lumineszenz in Typ II Übergittern ist im Vergleich zu der des Typs I wegen der räumlichen Trennung relativ lang (Größenordnung  $\mu\text{s}$  [27,34]), und nicht auf Grund des Impulsverbots, wie beim klassischen indirekten Halbleiter.

Die typische Lumineszenz lässt sich durch einen Fit genauer beschreiben, z.B. an dem etwas komplizierteren Beispiel von P233.

In Abb. 26a sieht man die Emission zweier Quantentöpfe, die sich energetisch in der Lumineszenz überlagern, wobei die jeweiligen Anteile noch genauer identifiziert werden können. In dieser Probe zeigt sich ein Quantentopf jeweils mit einer charakteristischen Lumineszenz, bestehend aus: NPL, Donatorgebundenem Exziton<sup>9</sup>, GaAs-ähnlichem LO-Phonon und AIAs-ähnlichem LO-Phonon (Abb. 26b). Die NPL hat in der hochenergetischen Flanke nur eine

<sup>8</sup> im folgenden als NPL bezeichnet

<sup>9</sup> im folgenden als DX bezeichnet

geringe Abweichung von einer Gaußfunktion, d.h. diese Lumineszenz ist fast ausschließlich auf relaxierte Exzitonen [20] zurückzuführen. Als Donator finden sich nach [11][12,23] intrinsische Defekte ( $\text{As}^-$ -Fehlstellen in den AlAs-Schichten), die durch das Wachstum [30] hervorgerufen werden.

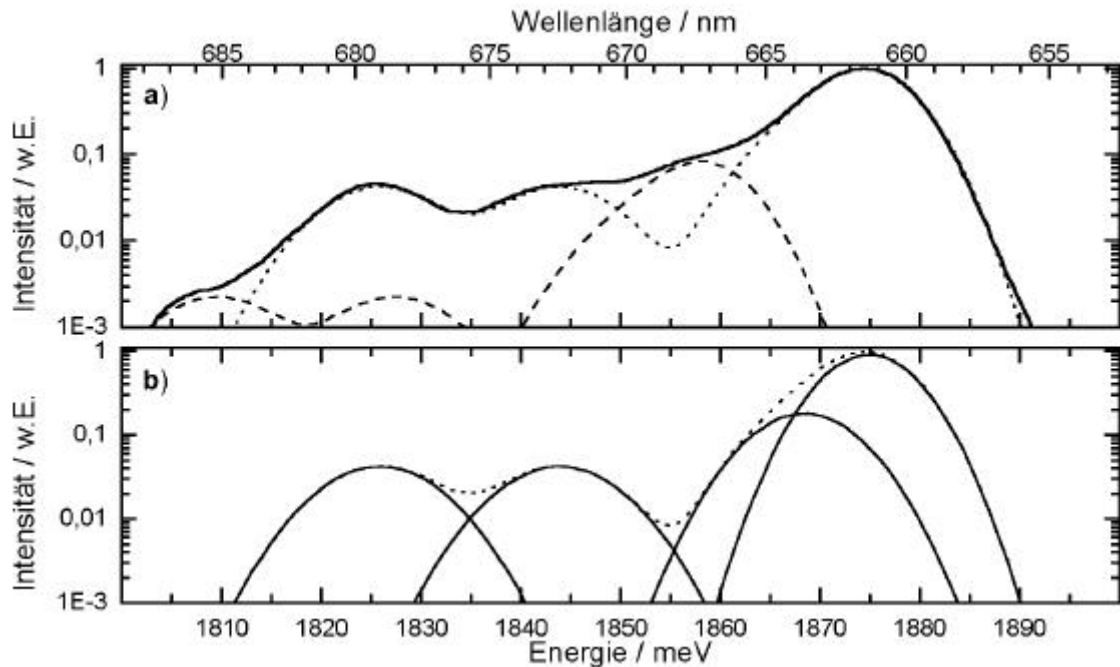


Abb. 26 Lumineszenz an Probe P233,  $T=2$  K

a) ausgezogene Lumineszenz, gepunktet Quantentopf 1, gestrichelt Quantentopf 2

b) Fit Quantentopf 1

Im Rahmen der Genauigkeit des Fits (diese Fits sind besonders für die Breiten leicht voneinander abhängig) betragen die Intensitäten 1, 0.2, 0.1 und 0.1; die Breiten (volle Breite bei halbem Maximum) der einzelnen Gaußfunktionen sind etwa 9.5 meV für die NPL, 11.2 meV für DX und 12.6 meV für die Phononenlinien. Diese Ergebnisse wurden in diesem Probenpunkt für beide QW-Emissionen gefunden.

### 3.1.2 Quantisierung der Lumineszenz

Mit Hilfe der Berechnung der Rekombinationsenergien (mit Einfluss der Verspannung, aber ohne Bindungsenergie) zeigt sich folgendes Bild für die Probe P233.

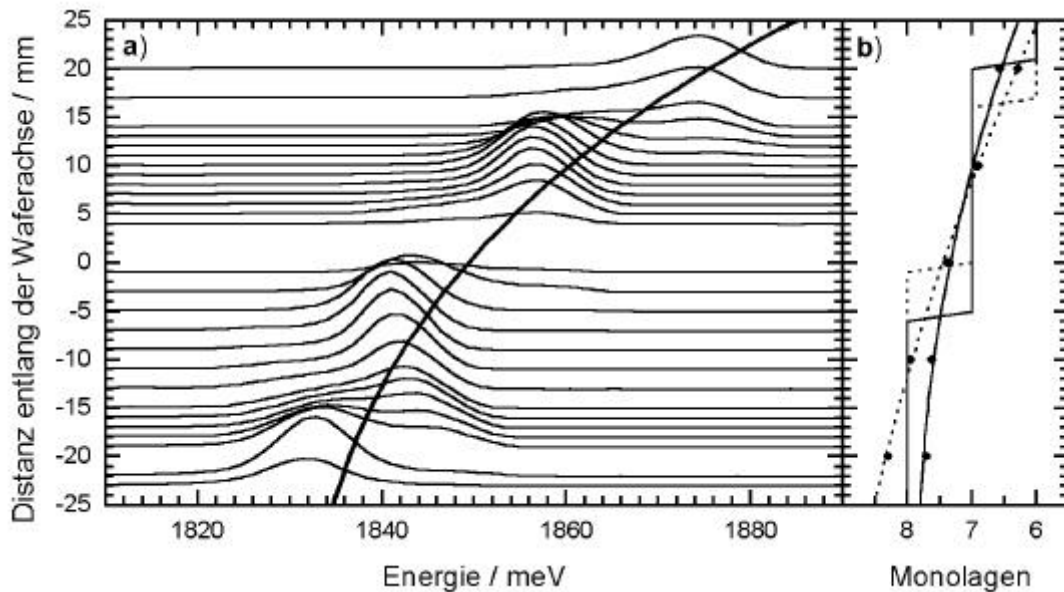


Abb. 27 a) Lumineszenz an Probe P233 (bei  $T=2$  K) und gerechnete Emissionsenergien  
 b) Punkte XRD-Messungen, durchgezogen GaAs, gestrichelt AlAs

In Abb. 27b sind die Schichtdicken entlang der Position auf dem Wafer gezeigt, zum einen ein parabolischer Fit der XRD-Daten, zum anderen wurde dieser Fit auf Monolagen gerundet. In Abb. 27a sind über den gemessenen Lumineszenzspektren die berechneten Emissionsenergien aufgetragen. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Spektren. In der Rechnung wurde die Exzitonenbindungsenergie der Größenordnung 10 meV und die Absenkung des Confinements durch Ausbildung der Minibänder nicht berücksichtigt.

Daher kann man im Rahmen dieses Modells eigentlich nur Übergitter mit jeweils ähnlicher Schichtdicke und damit die Energiedifferenz des Confinements betrachten. Es zeigt sich jedoch auch für die absoluten Energiewerte eine recht gute Übereinstimmung mit der Messung.

Anhand der Abhängigkeit der Lumineszenz von den Schichtdicken kann man nach Gammon et al. [18] darauf schließen, daß mindestens eine Grenzfläche glatt ist, d.h. die Inseln an der Grenzfläche sind so groß, daß das lokalisierte Exziton vollständig innerhalb einer dieser Inseln liegt.

Da zwischen den Energieschritten der Emission nur eine kleine Verschiebung der Lumineszenzpeaks erfolgt, kann man analog dazu für die zweite Grenzfläche auf eine nahezu glatte Grenzfläche schließen [23]. Diese Interpre-



tation wird auch durch das Wachstumsprofil gestützt; da die normale Grenzfläche eine kleinere Rauigkeit hat als die inverse (siehe z.B. [26]), kann man also von einem nahezu idealen Übergitter ausgehen.

Dies spricht für den positiven Einfluss der Wachstumsunterbrechung an der inversen Grenzfläche, der hier dem Inselwachstum effektiv entgegenwirkt. Das Inselwachstum an der normalen Grenzfläche wird durch die Diffusion von GaAs in die aufwachsende AIAs-Schicht weitgehend maskiert [26]. Diese für beide Grenzflächen unterschiedliche Diffusion ist ein Effekt, der durch verschiedene MBE-Techniken noch nicht verhindert werden kann. Auch bei Techniken, die unterschiedliche Wachstumstemperaturen für das Aufwachsen der jeweiligen Schichten benutzen, lässt es sich nicht vermeiden, daß an den Grenzflächen eine Vermischung der beiden Schichten stattfindet, ein sogenanntes „alloying“, das die Abruptheit der normalen Grenzfläche effektiv benachteiligt.

### 3.1.3 Leistungabhängigkeit der Lumineszenz

Um den Einfluss der Exzitonendichte und den der freien Ladungsträger auf die strahlende Rekombination näher zu verstehen, wurde die Lumineszenz bei verschiedenen Anregungsdichten (Anregungsdichte s. Kap. 2.1.1) gemessen. Abb. 28 zeigt diese Messungen am Beispiel von Probe P233 (hier 1.86/1.78 nm GaAs/AIAs).

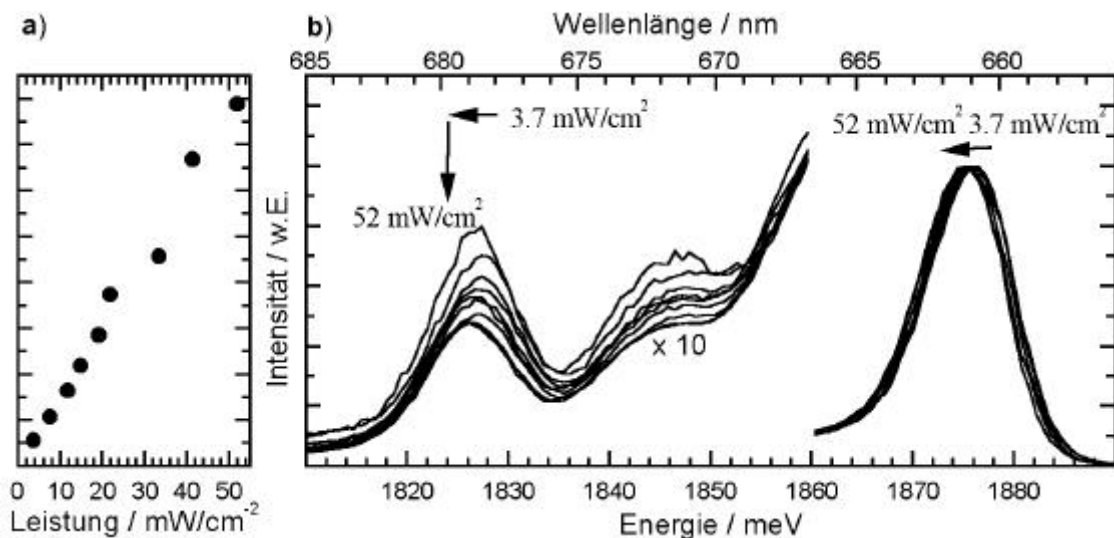


Abb. 28 Lumineszenz an Probe P233 (T=2 K) a) Intensität in Abhängigkeit von der Anregungsdichte b) Normalisierte Intensität

Die Intensität der Nullphononenlinie verläuft linear mit der Anregungsdichte (Abb. 28a), und mit steigender Anregungsdichte wird das Emissionsspektrum zu niedrigeren Energien verschoben, während die relative Intensität der Phononenlinien sinkt (Abb. 28b). Die Rotverschiebung ist mit dem benutzten Monochromator nicht genauer bestimmbar, insbesondere kann keine Aussage über die Abhängigkeit von der Anregungsdichte getroffen werden.

### 3.1.4 Temperaturabhängigkeit der Lumineszenz

Um den Einfluss des Confinements und der Exzitonendiffusion besser zu verstehen, wurden an mehreren Proben, die zwei Emissionen von Quantentöpfen unterschiedlicher Schichtdicken zeigen, temperaturabhängige Lumineszenzmessungen durchgeführt (Abb. 29).

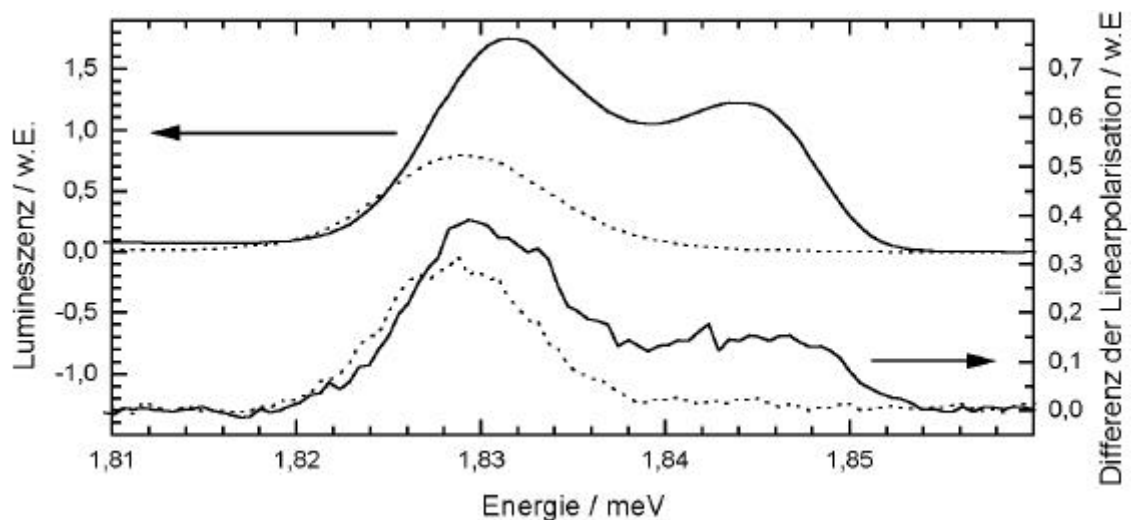


Abb. 29 Lumineszenz und Polarisation an Probe P233

ausgezogen:  $T=2.6$  K, gepunktet:  $T=19$  K

Um das Verhalten der beiden Emissionen beschreiben zu können, muss man auf Grund der teilweisen Überlagerung der beiden Peaks eine spektrale Zerlegung der Lumineszenz durchführen (im Rahmen der Messgenauigkeit wurden zur Anpassung Gaußfunktionen benutzt).

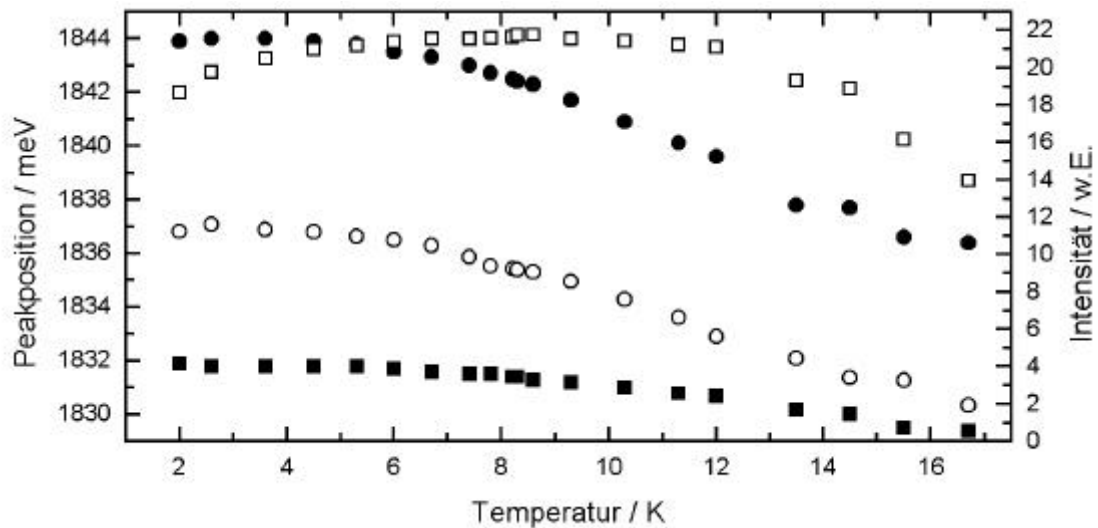


Abb. 30 Lumineszenzenergie und –Intensität an Probe P233

Kreise: höherenergetische Lumineszenz, Quadrate: niederenergetische Lumineszenz

voll: Peakposition, offen: Intensität

In Abb. 30 fällt besonders der nichtmonotone Verlauf der Intensität des niederenergetischen Peaks auf, dieser wird auf Diffusion von Exzitonen [3,19] aus dem höherenergetischen Peak durch eine thermische Aktivierung zurückgeführt (kleine Lokalisierungsenergie durch Mikrorauigkeit, siehe z.B. [15]).

Die dort lokalisierten Exzitonen können mit einer nichtverschwindenden Wahrscheinlichkeit auch auf Grund der langen Lebensdauer Bereiche des Supperlattices erreichen, in denen das Confinement geringer ist, während der Abfall der Lumineszenzintensität sonst durch nichtstrahlende Rekombination hervorgerufen wird.

Der Verlauf der Peakpositionen (Abb. 30) zeigt ebenfalls ein unerwartetes Verhalten. Man sieht deutlich, daß nicht einfach der Temperaturverlauf der Bandlücke dargestellt wird, dann würden beide Peaks ein einheitliches Verhalten zeigen. Zudem ist bereits der Verlauf der niederenergetischen Peakposition im Vergleich zu einer empirischen Beschreibung der Bandlücke nach Varshni [39] um einen Faktor 10 zu groß (Abb. 31).

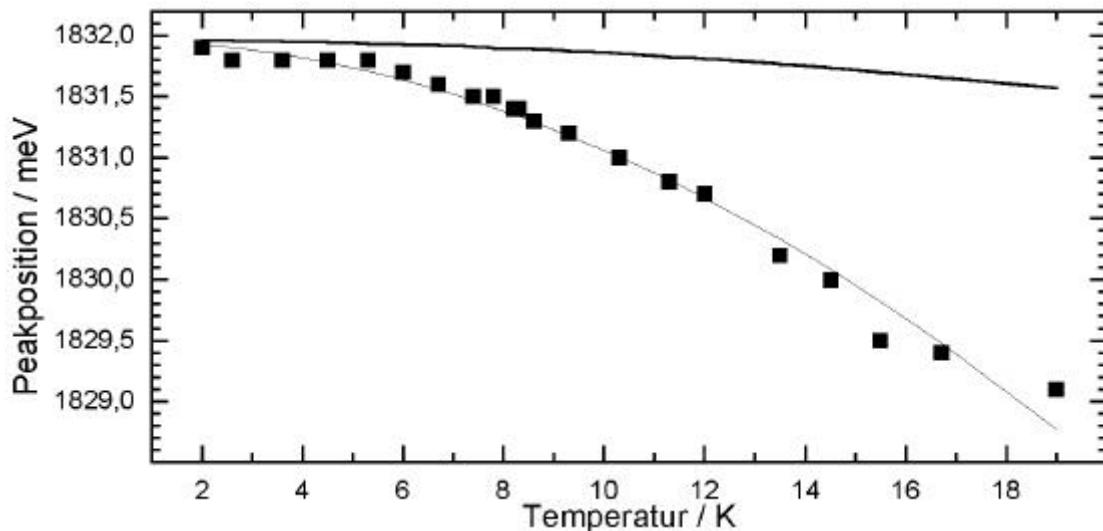


Abb. 31 Fit des niederenergetischen Lumineszenzpeaks, Fit und Messwerte  
fett: Abhängigkeit der Bandlücke nach Varshni [39]

## 3.2 Magnetische Resonanzen

Mit diesen Kenntnissen kann man jetzt auch die Feinstruktur des Exzitons untersuchen. Das Niveausystem aus zwei strahlenden Zuständen verschiedener Polarisation und zwei nichtstrahlenden Zuständen zeigt magnetischen Zirkular-Dichroismus<sup>10</sup>, dies gilt für ausreichend großes Magnetfeld, wenn das äußere Magnetfeld groß gegenüber dem inneren ist. Daher kann man mit optisch detektierter magnetischer Resonanz<sup>11</sup> Mikrowellenresonanzen im äußeren Magnetfeld anhand einer Änderung der Polarisation nachweisen und erhält so eine direkte Verbindung zu der beteiligten Lumineszenz.

Da das betrachtete Niveauschema aber auch bis zu zwei Anticrossings von je einem strahlenden und einem nichtstrahlenden Niveau besitzt und das strahlende/nichtstrahlende Dublett unterschiedliche Besetzungszahlen aufweist, kann man auch Levelanticrossing-Spektroskopie durchführen. Diese gibt auf Grund der energetischen Lage der Anticrossings der untersuchten Proben Aufschluss über die Nullfeldaufspaltungen des Niveausystems und damit auch über die Symmetrie der rekombinierenden Exzitonen.

<sup>10</sup> MCD (Magnetic-Circular-Dichroism)

<sup>11</sup> ODMR

### 3.2.1 Nullfeldpolarisation

Die exzitonische Lumineszenz aus den Übergitterstrukturen ist bereits ohne äußeres magnetisches Feld polarisiert. Dies hat seinen Ursprung sowohl in der energetischen Bevorzugung einer Grenzfläche als auch in der Tatsache, daß zumindest ein Teil der Exzitonen einer Nullfeldaufspaltung des Niveausystems unterliegt. Für kleine magnetische Felder ist die Lumineszenz nahezu linear polarisiert. Die spektrale Verteilung der Polarisation der Lumineszenz kann also Aufschluss über die „Art“ der beteiligten Exzitonen geben.

Um eine Restpolarisation der Apparatur auszuschließen, wurde die Probe in zwei Orientierungen vermessen. Wie man in Abb. 32 sieht, kann im Rahmen der Messgenauigkeit davon ausgegangen werden, daß die lineare Restpolarisation der Apparatur (z.B. durch Verspannungen in den Fenstern des Kryostats) zu vernachlässigen ist.

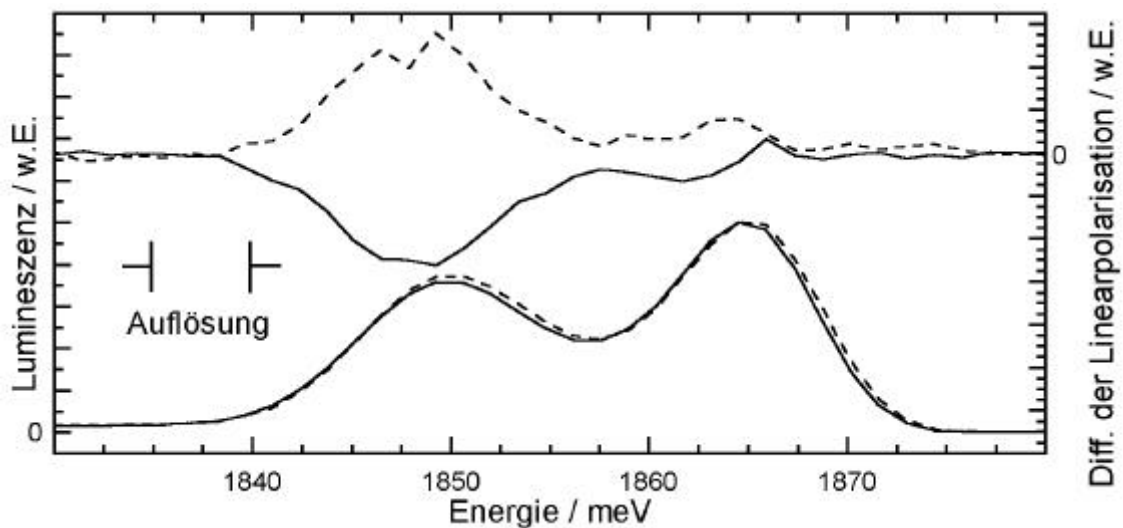


Abb. 32 Lumineszenz und Differenz der Linearpolarisation ohne äußeres Feld an Probe P92 ( $T=2$  K)  
ausgezogene und gestrichelte Kurven unterscheiden sich durch die Probenorientierung ( $0^\circ$  und  $90^\circ$  zum Analysator)

Da das Niveausystem ohne äußeres Feld nicht aus reinen Zuständen, sondern aus Mischzuständen besteht, ist die Emission eines einzelnen Niveaus dann für kleine Magnetfelder nahezu linear polarisiert. Aus der unterschiedlichen Besetzung der beiden strahlenden Niveaus (thermische Besetzung nach

Boltzmann und Lösung der Ratengleichungen für das Exziton) ergibt sich ein ungleicher Anteil der beiden Polarisierungen. Da aber die Exzitonen A und die Exzitonen B sich durch eine Vertauschung der beiden Polarisationsrichtungen (und Grenzflächen, an denen sie lokalisieren) auszeichnen, sollte die Nettopolarisation verschwinden. Obwohl weitere Experimente eine unterschiedliche Nullfeldaufspaltung der strahlenden Niveaus für die Exzitonen A und B zeigen, wird die auftretende Nullfeldpolarisation zum größten Teil auf eine Ungleichverteilung der Exzitonen A und B, die ja an unterschiedlichen Grenzflächen lokalisieren, zurückgeführt.

### 3.2.2 Levelanticrossing

Das in Kap. 1.7 dargestellte Levelanticrossing kann je nach Probe als Änderung der Intensität einer Polarisationsrichtung gemessen werden. Da in den meisten Fällen diese Änderung jedoch sehr klein ist, und damit sehr empfindlich für z.B. Änderungen der Temperatur, wurden diese Signale mit Hilfe des Photoelastischen-Modulators als Differenzpolarisation der beiden strahlenden Niveaus nachgewiesen. Eine typische Messung zeigt deshalb die beiden Anticrossings mit einem unterschiedlichen Vorzeichen.

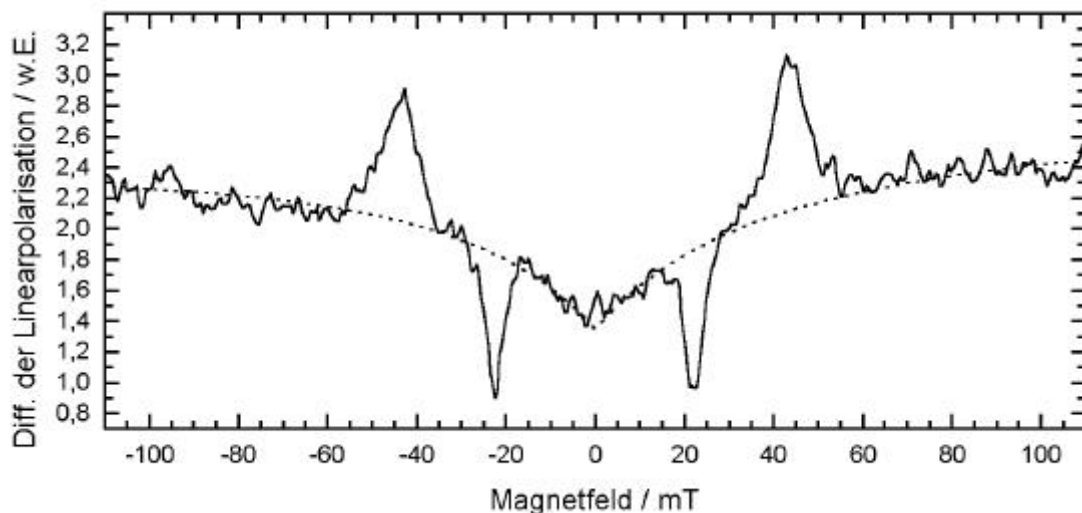


Abb. 33 Differenz der Linearpolarisation an Probe P92 ( $T=2$  K), Messung mit Levelanticrossings (Abweichung vom Untergrund)

In Abb. 33 sieht man eine Messkurve, die symmetrisch zum Ursprung des Magnetfelds liegt (da ihr Verlauf nur vom Betrag  $|B|$  abhängt), allerdings kann

man einen kleinen antisymmetrischen Anteil ausmachen, der linear in  $B$  ist und als Artefakt wirkt. Dieser kann z.B. durch das Magnetfeld entlang der optischen Achse bis hin zum Detektor (SEV) hervorgerufen werden.

Zum einen hat der Untergrund (gestrichelte Kurve) seinen Ursprung in der Entmischung der Zustände (Emission ohne Feld linear polarisiert, im hohen Magnetfeld zirkular polarisiert). Für eine Gleichverteilung der Exzitonen A und B auf die normale und inverse Grenzflächen sollte sich die Nettopolarisation gegeneinander aufheben, zumindest wenn man für beide Exzitonenklassen gleiche Nullfeldaufspaltungen annimmt. Da die beiden Grenzflächen jedoch vom Wachstum nicht gleich sind, unterscheidet sich auch das Niveausystem der beiden Exzitonenklassen in den Nullfeldaufspaltungen.

Zum anderen erkennt man anhand der Intensitäten daß nicht alle Exzitonen diese Anticrossings aufweisen (es existieren auch Exzitonen, die keine Nullfeldaufspaltung aufweisen<sup>12</sup>). Zur Beschreibung des Untergrundes muss man also auch deren Nullfeldpolarisation und Anteil im Spektrum berücksichtigen.

Die Signale der Levelanticrossings sind unter Berücksichtigung des Untergrundes betragsgleich und unterscheiden sich jeweils durch ihr Vorzeichen. In dieser Messung kann man nur ein Exziton identifizieren, daher lokalisieren die Exzitonen dieser Emissionsenergie hier entweder vorwiegend an einer Grenzfläche, oder die Nullfeldaufspaltungen der beiden Exzitonenklassen sind gleich, und man sieht im Signal der Levelanticrossings nur eine Bevorzugung einer Grenzfläche.

### 3.2.3 ODMR

In Abb. 34 ist ein typisches ODMR-Spektrum gezeigt. Es zeigt Resonanzen sowohl von Nullfeld-aufgespaltenen Exzitonen als auch von Elektron-Loch-Paar. Die bei  $B=0$  nicht verschwindende Zirkular-Polarisation hat ihren Ursprung weitgehend in dem Unterschied der Zahl der an der normalen/inversen Grenzfläche rekombinierenden Exzitonen.

Das Levelanticrossing ist hier auch in der Zirkularpolarisation zu beobachten, da die strahlenden Level bei diesen Magnetfeldern elliptisch polarisiert sind. Als

---

<sup>12</sup> im folgenden als Elektron-Loch-Paar bezeichnet

nächstes erkennt man die schwach ausgeprägten Resonanzen des Exzitons (HH-Spin-Flip) bei etwa 625/675 mT ( $g_{hh} \cong 2.74$ ), der dann bei 880 und 950 mT die e-Spin-Flips des Exzitons folgen.

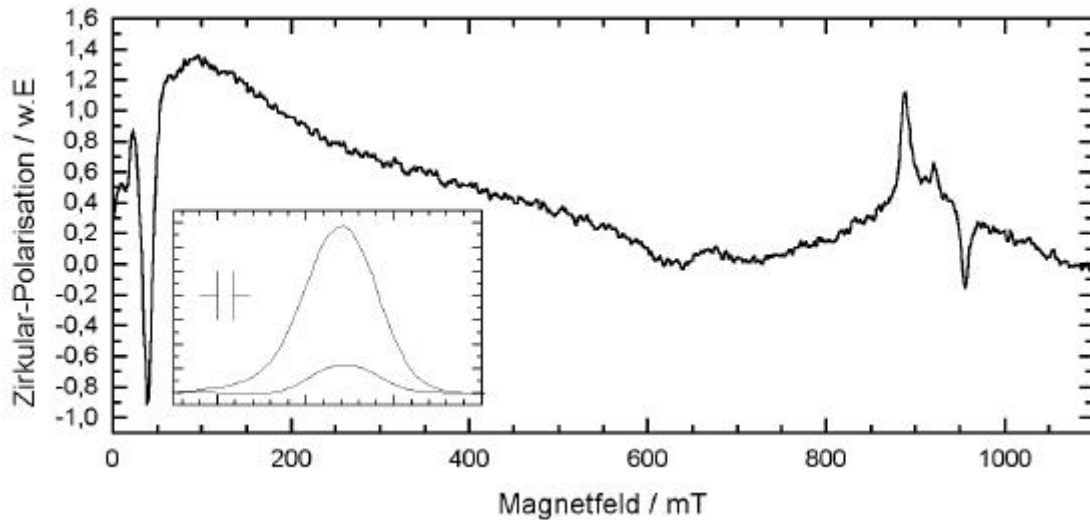


Abb. 34 ODMR-Spektrum bei 2 K, 24.3 GHz, 1844 meV

Einschub: Lumineszenz und Differenz der Linearpolarisation bei 2 K ohne Magnetfeld, Maximum 1844 meV

Das Signal bei 920 mT ( $g_e \cong 1.89$ ) stammt von den Elektron-Loch-Paaren (die ja keine Nullfeldaufspaltung besitzen), und deren Resonanzen des e-Spin-Flips daher zusammenfallen.

### 3.2.4 Leistungsmodulierte ODMR

Die leistungsmodulierte ODMR<sup>13</sup> ermöglicht es - im Gegensatz zur konventionellen ODMR - Mikrowellenresonanzen anhand des dynamischen Verhaltens des Niveausystems zu unterscheiden. In Abb. 35 ist die Intensität des  $\sigma^+$ -rekombinierenden Niveaus des Exzitons gezeigt. Hier erkennt man die Notwendigkeit, in diesen Messungen nicht nur die Sin- oder die Betragskomponente des Lock-In-Verstärkers (die für sich genommen keinen Aufschluss über die Phasenlage des Signals geben) aufzunehmen, sondern sowohl Betrag als auch Phase des Signals aufzuzeichnen.

<sup>13</sup> im Gegensatz zur konventionellen ODMR wird die Mikrowellenleistung hier moduliert (s. Kap. 1.9.1)



In dieser Messung wurde die Phase des Lock-In-Verstärkers so gewählt, das beim ersten auftretenden Signal die Phasenlage  $0^\circ$  betrug (bzw. die Sin-Komponente Null). Das Signal bei 874 mT ist hier darauf zurückzuführen, daß die magnetische Resonanz des  $\sigma^-$ -polarisierten Niveaus eine Änderung der Besetzungszahlen der einzelnen Niveaus des Exzitons hervorruft. Man beobachtet im Signal des  $\sigma^+$ -polarisierten Niveaus also indirekt die magnetische Resonanz des  $\sigma^-$ -polarisierten Niveaus. Bei 919 mT folgt dann die Resonanz der e-h-Paare und bei 965 mT die direkt beobachtete Resonanz des  $\sigma^+$ -polarisierten Niveaus.

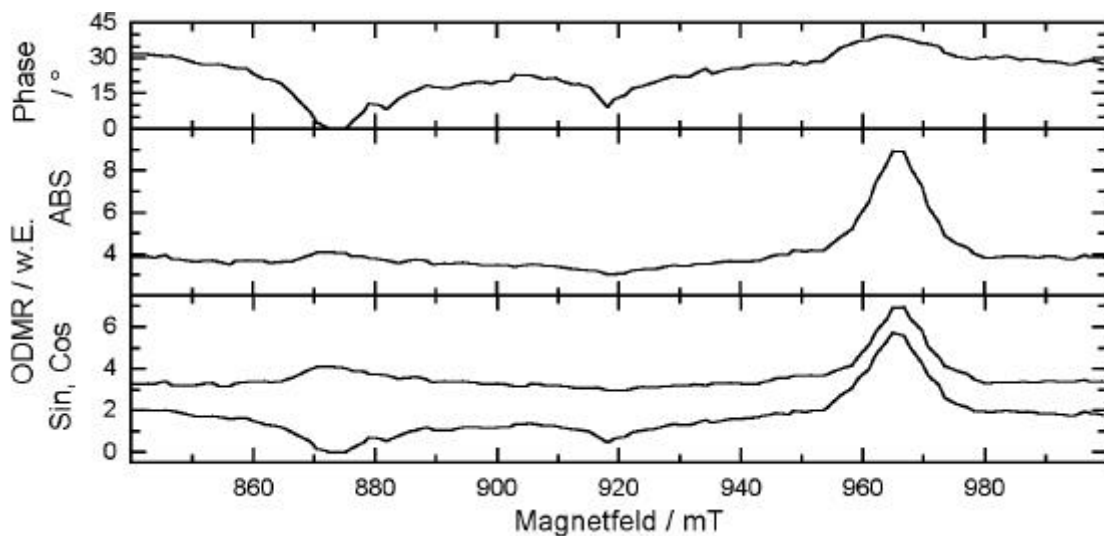


Abb. 35 Leistungsmodulierte ODMR der  $\sigma^+$ -polarisierten Komponente  
2 K, 24.3 GHz, 33 kHz Chopping-Frequenz

An einem weiteren Beispiel (Abb. 36, hier wurde an einer anderen Probe als in Abb. 35 gemessen) wird die Notwendigkeit dieser Meßmethode noch deutlicher. In diesem Spektrum misst man in der Intensität nur die für  $\sigma^-$  direkte Resonanz, der indirekt detektierte Übergang wird nur durch die Phasendrehung angedeutet. Da die beiden Resonanzen des Exzitons im Vergleich zu dem restlichen Signalanteil relativ schmalbandig sind, erweist sich eine parametrische Darstellung der Messung in Polarkoordinaten als überaus hilfreich.

In dieser Messung ist das indirekte Signal in der normalen Darstellung über dem Magnetfeld nur an einer Phasenänderung erkennbar. In Polarkoordinaten wird jedoch das indirekte Signal mit einer Amplitude von 15 % des direkten Signals dargestellt. Die Phase des indirekten Signals liegt um ca.  $90^\circ$  versetzt zu

der des direkten Signals, in diesem Spektrum liegt dessen Phase beim gleichen Wert wie der des Untergrundes, dies ist jedoch nicht immer so.

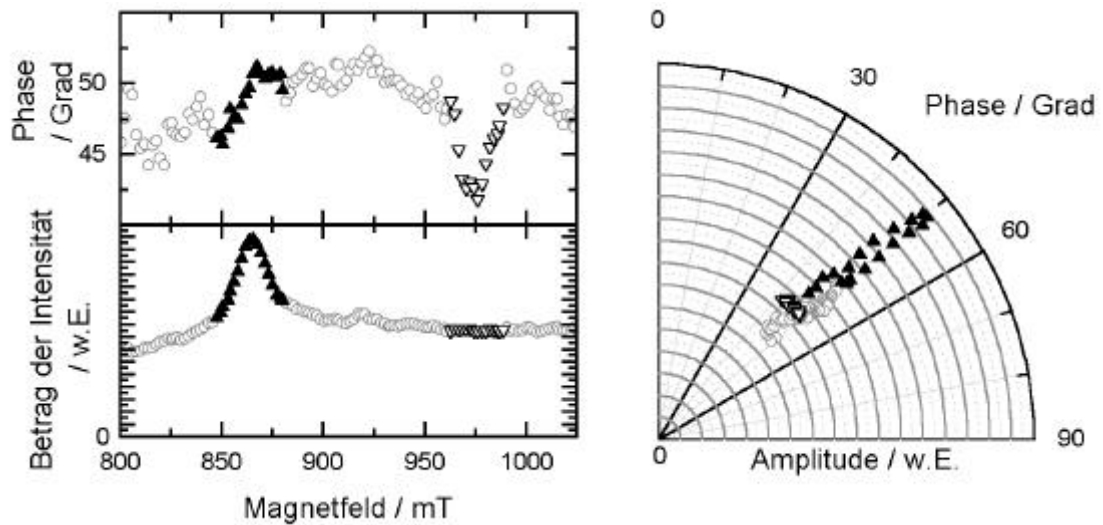


Abb. 36 Leistungsmodulierte ODMR der  $\sigma^-$ -Komponente

2 K, 24.3 GHz, 33 kHz Choppingfrequenz

volle Dreiecke: direktes Signal, offene Dreiecke: indirektes Signal

Die mit dieser Methode gewonnen Werte werden dann mit den in Kap. 1.9.1 Ratengleichungen gefittet, so daß man Rückschlüsse auf die Übergangsraten in dem Niveausystem ziehen kann.

## 4 Diskussion der Ergebnisse

Zunächst werden die Schlussfolgerungen aus den Messungen ohne Magnetfeld dargelegt, daran schliessen sich Ergebnisse an, die aus den Levelan-ticrossings und den magnetischen Resonanzen gewonnen wurden, bevor da-nach die neuen Möglichkeiten der leistungsmodulierten ODMR aufgezeigt wer-den.

### 4.1 Laterale Rauigkeit der Interfaces

Die gemessene Lumineszenz hat nicht die wahre spektrale Form eines ein-zelnen Exzitons (diese Emission hat eine sehr viel geringere Breite), sondern besteht aus einer Überlagerung vieler unterschiedlich lokalisierter Exzitonen. Daher kann man (siehe z.B [3,23]) die spektrale Form als ein Maß der Vertei-lung von Exzitonen mit einem unterschiedlichen Lokalisierungspotential anse-hen.

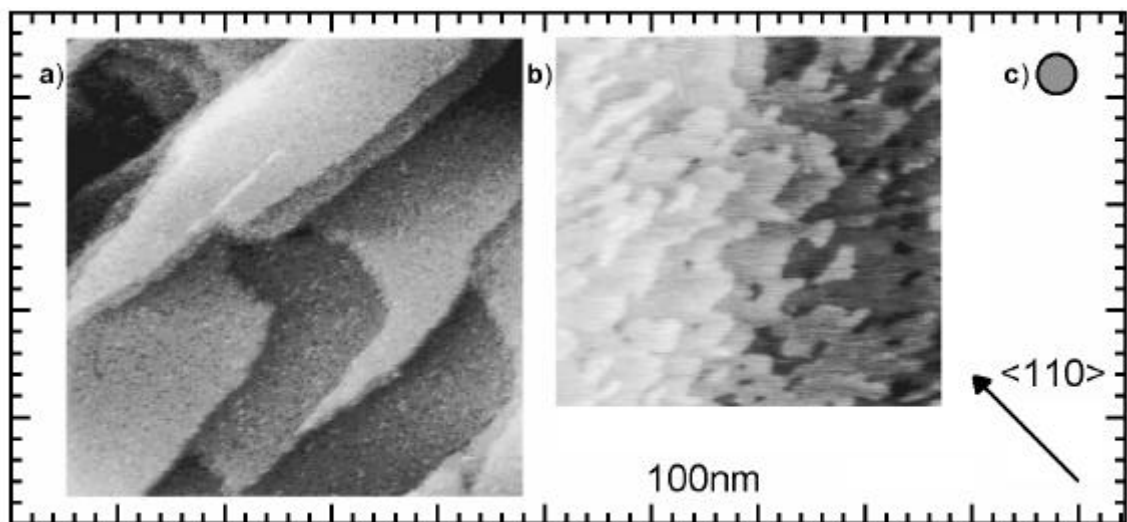


Abb. 37 Raster-Tunnel-Mikroskopie ( $[111]$ ,  $\langle 001 \rangle$ ) aus der Papierebene

a) GaAs-Oberfläche b) AlAs-Oberfläche c) Maximaler Durchmesser eines Exzitons

In Abb. 37 sieht man die Oberflächen, die beim Wachstum eines Übergitters dann die Grenzflächen bilden. In a) ist die GaAs-Oberfläche gezeigt, die später die normale Grenzfläche bildet, während in b) die AlAs-Oberfläche gezeigt ist,

die dann die inverse Grenzfläche bildet. Man erkennt sehr deutlich die verschieden großen Inseln. In c) ist zum Vergleich die räumliche Ausdehnung des Typ-II-Exzitons gezeigt (maximale Größe). Schon hier wird die Inäquivalenz der  $\langle 110 \rangle$  - und  $\langle \bar{1} \bar{1} 0 \rangle$  - Richtungen offensichtlich. Diese Inäquivalenz wird durch die Betrachtung der Monolagen beim Wachstum deutlich. Die reduzierte Einheitszelle hat polaren Charakter (man beachte die Gitterpositionen von Al/Ga im As-Gitter, Abb. 4) und führt zur Unterscheidbarkeit von diesen beiden Richtungen [41].

Die unterschiedlichen Rekombinationsenergien haben in der Dimension der Exzitonen und der Inseln ihren Ursprung. Das Spektrum besteht im wesentlichen aus diskreten Peaks, wenn man von genügend großen Inseln ausgeht. Lokale Fluktuationen<sup>14</sup> (dimensionsmäßig kleiner als das Exziton) können jedoch auch gewissermaßen als Quantentopf im Quantentopf für eine lateral unterschiedliche Lokalisierung an den Grenzflächen sorgen. Wenn man das Wachstum als pseudomorph annimmt, was für die untersuchten Proben recht gut erfüllt ist, variieren die Energien hierbei um eine energetische Differenz von bis zu einer Monolage Unterschied (wenn man vor dem Aufwachsen der jeweils anderen Schicht eine Wachstumsunterbrechung einfügt, die ein laterales Zusammenwachsen von einzelnen Inseln begünstigt).

In diesem Bild fehlt jedoch die Tatsache, daß die Mikrorauhigkeit bei tiefen Temperaturen einen wesentlichen Anteil zur Lokalisation der Exzitonen an den Grenzflächen beiträgt. Weiterhin bleibt hier die Frage noch unklar, ob die Interfaces wirklich abrupt sind, oder durch einen Kompositionsgradienten, z.B. durch Diffusion aus der darunterliegenden Schicht, geprägt sind.

Da die Mikrorauhigkeit statistisch verteilt ist, kann man die Rotverschiebung bei steigender Anregungsdichte damit erklären, dass die höhere Exzitondichte zusammen mit einer höheren Dichte an freien Ladungsträgern eine Freisetzung der schwach lokalisierten Exzitonen bewirkt. Diese können dann an anderen Stellen der Grenzflächen lokalisieren, und man erhält damit folglich eine Nettoerhöhung der Lokalisierungsenergien des Exzitonensembles.

---

<sup>14</sup> im folgenden als Mikrorauhigkeit bezeichnet

Dies wird auch durch die relative Abnahme der Phononenlinien gestützt, da diese von einer Beimischung von lateralen Komponenten des Superlattice-Potentials profitieren. Diese Beimischung ist für große Inseln jedoch geringer, da die Wahrscheinlichkeit für das Exziton mit wachsender Inselgröße steigt, in einem ungestörten Bereich zu rekombinieren.

In Bezug auf die Temperaturabhängigkeit gilt für die Rotverschiebung (im Gegensatz zu anderen Untersuchungen wurde im untersuchten Temperaturbereich keine anschließende Blauverschiebung gefunden) das gleiche, die schwächer lokalisierten Exzitonen in der höherenergetischen Flanke der Lumineszenz können durch die thermische Energie ( $k_b T$  bei 2 K 170  $\mu\text{eV}$ ) die kleinen Inseln, an denen sie bei tiefen Temperaturen lokalisiert sind, verlassen und zu größeren Inseln diffundieren. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß bei höheren thermischen Energien auch eine erhöhte Wahrscheinlichkeit besteht, daß die Exzitonen z.B. an Fehlstellen strahlungslos rekombinieren können.

Im Vergleich zur Leistungsabhängigkeit ist die Rotverschiebung innerhalb jedes Peaks hier ausgeprägter, da die durch Mikrorauhigkeit lokalisierten Exzitonen nicht nur durch Stöße mit anderen Exzitonen und Ladungsträgern, sondern vor allem durch die thermische Energie wieder mobilisiert werden. Die größere Mobilität erklärt auch das nichtmonotone Verhalten der Intensität des niedereenergetischen Peaks, hier steigt die Intensität zunächst durch Diffusion von Exzitonen des höher- zum niedereenergetischen Peaks an, bevor auch hier die Intensität mit steigender Temperatur abnimmt.

Im untersuchten Beispiel hat man den Fall, daß die Schichtdicke nicht einer ganzen Zahl entspricht, was bedeutet, daß man Exzitonen in zwei großen Inseln (die sich in der Schichtdicke um 1 Monolage unterscheiden) findet. Diese Inseln sind jedoch so groß, daß die Exzitonen auf Grund ihrer Lebensdauern (die für den Typ II hier in der Größenordnung  $\mu\text{s}$  liegt) nicht einfach zu den Inseln mit einem um eine Monolage niedrigerem Confinement wandern, sondern an beiden Inseln strahlend rekombinieren.

Die Rotverschiebung der Lumineszenzpeaks, die nicht einfach der Abhängigkeit der Bandlücke nach Varshni [39] folgt, und der nichtmonotone Verlauf

der Intensität des niederenergetischen Peaks lassen sich also durch Exzitonendiffusion erklären.

## 4.2 Interfacezusammensetzung

Die im vorhergehenden Kapitel noch unklare Frage nach der Abruptheit der Grenzflächen in Wachstumsrichtung kann durch Einbeziehung des Verhaltens der Exziton im Magnetfeld beantwortet werden.

Geeignete Übergitter die so beschaffen sind, daß das Exziton nur an einer der beiden Grenzflächen rekombinieren kann, erlauben die gezielte Untersuchung des Einflusses der Grenzflächenzusammensetzung in Wachstumsrichtung auf die strahlende Rekombination.

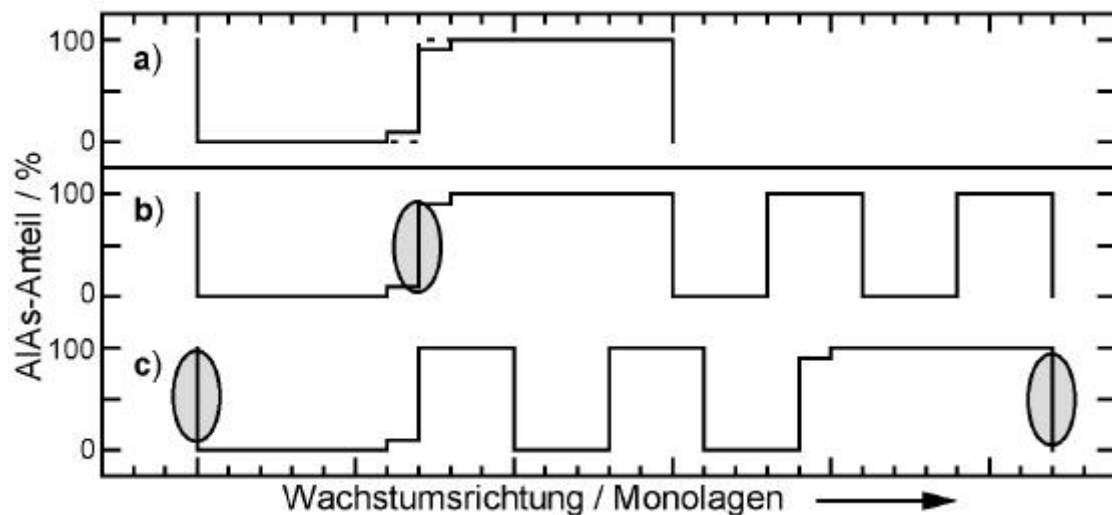


Abb. 38 Übergitter zur Untersuchung der Interfacezusammensetzung

- a) zu untersuchendes Übergitter b) Übergitter mit Rekombination an der normalen Grenzfläche c) Übergitter mit Rekombination an der inversen Grenzfläche

In Abb. 38 sind die dazu benötigten Übergitter gezeigt. Durch Einfügen von (mehreren) Schichten, die dünner als die korrespondierenden Schichten des zu untersuchenden Übergitters sind, erhält man dort ein erhöhtes Confinement, das wiederum zu einer erniedrigten Aufenthaltswahrscheinlichkeit in den zusätzlichen Schichten führt. Je nachdem, nach welcher Grenzfläche man diese Schichten einfügt, wird eine Rekombination an dieser Grenzfläche also energetisch ungünstiger im Vergleich zu der jeweils anderen Grenzfläche.

Diese Messungen lassen auch eine experimentelle Zuordnung der Polarisation der Lumineszenz zu den jeweiligen Grenzflächen zu, und wurden unter anderem in [6] gezeigt.

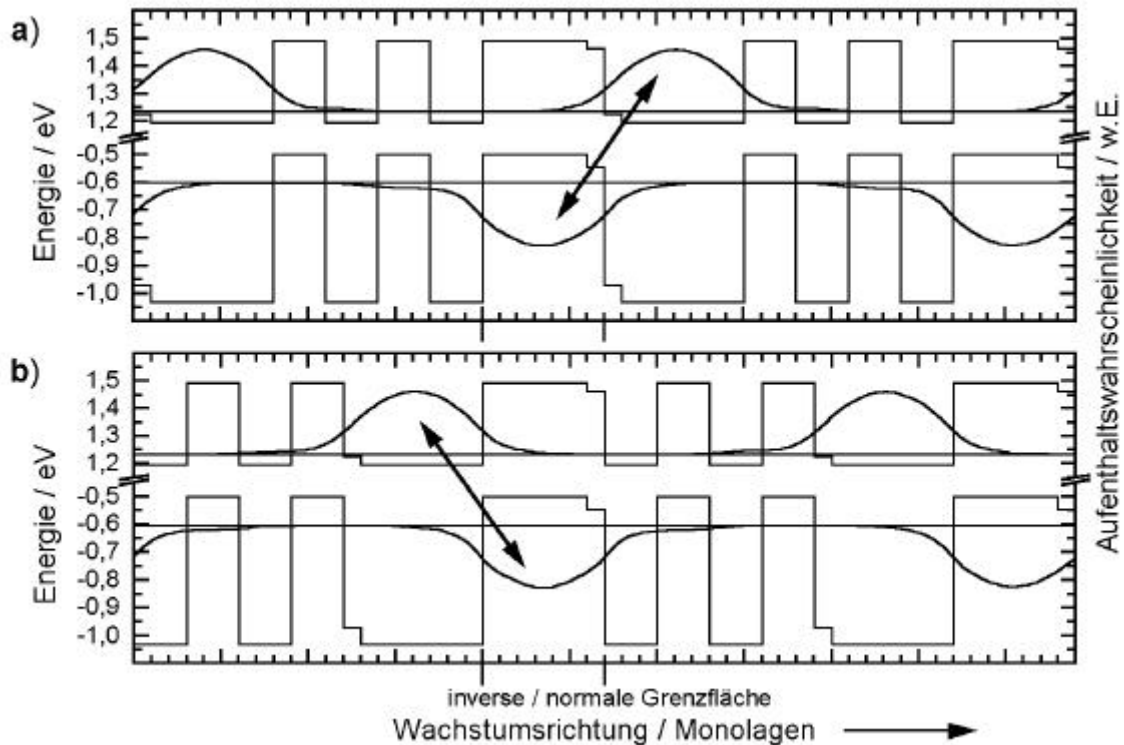


Abb. 39 Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger, über den jeweiligen Energien (Bandkante und Confinement) aufgetragen

In Abb. 39 ist die Bandlücke der untersuchten Typ-II-Übergitter gezeigt, hierbei ist das Valenzband durch das schwere Loch im  $\Gamma$ -Punkt und das Leitungsband durch das Elektron im X-Punkt charakterisiert. Als waagerechte Linien sind hier die Minimalenergien der Ladungsträger eingezeichnet, und die darüber aufgetragenen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten zeigen deutlich die Rekombination an jeweils nur einer Grenzfläche (normal / invers) des jeweiligen Übergitters. In diesem Beispiel wurde eine geringe homogene Vermischung von GaAs und AlAs an der normalen Grenzfläche angenommen, während der Heteroübergang an der inversen Grenzfläche abrupt erfolgt. Diese Beschreibung trifft jedoch keine Aussage über die Mikrorauigkeit, der Einfluss des lateralen (in Grenzflächenebene) Lokalisierungspotentials trifft für beide Grenzflächen zu.

Die Ergebnisse von Berechnungen der in Abb. 39 gezeigten Energien und des Überlapps der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten an den jeweiligen Grenzflächen zeigt, daß die Rekombinationsenergie für eine abrupte Grenzfläche am höchsten liegt. Gleichzeitig ist der Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von schwerem Loch und Elektron in diesem Fall am größten.

In Kap 4.3 wird gezeigt, daß die inverse Grenzfläche abrupt ist, während die normale Grenzfläche dies nicht ist. Damit folgt also die höchste Rekombinationsenergie für die Exzitonen B (vgl. Kap. 1.7) an der inversen Grenzfläche, gleichzeitig ist die Bildung eines Exzitons auf Grund der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger hier bevorzugt.

Je stärker die ternäre Zusammensetzung der Grenzfläche ausgeprägt ist, desto größer wird die Differenz der Rekombinationsenergie und der Unterschied in der Besetzungszahl im Vergleich zu der idealen (abrupten) Grenzfläche.

Eine Rechnung an einem Übergitter (7/8 Monolagen GaAs/AlAs), und der Annahme, daß an der normalen Grenzfläche 10% der Ga-Atome der obersten Monolage in die darüberliegende AlAs-Schicht eindiffundiert sind, liefert eine im Vergleich zu der inversen Grenzfläche um 0.4 meV niedrigere Rekombinationsenergie und ein Verhältnis von 49.1/50.9 % Exzitonen, die an der normalen/inversen Grenzfläche lokalisiert sind.

Ausgehend von einer statistischen Verteilung der Lokalisierungsenergie (Mikrorauhigkeit) kann man die spektrale Form der Lumineszenz durch Gaußkurven beschreiben (siehe auch Kap. 3.1.1). Da aber die Lumineszenz der Exzitonen an den beiden Grenzflächen entgegengesetzt polarisiert ist (siehe Kap. 1.7), kann man die Nettopolarisation als Differenz der Intensitäten darstellen.



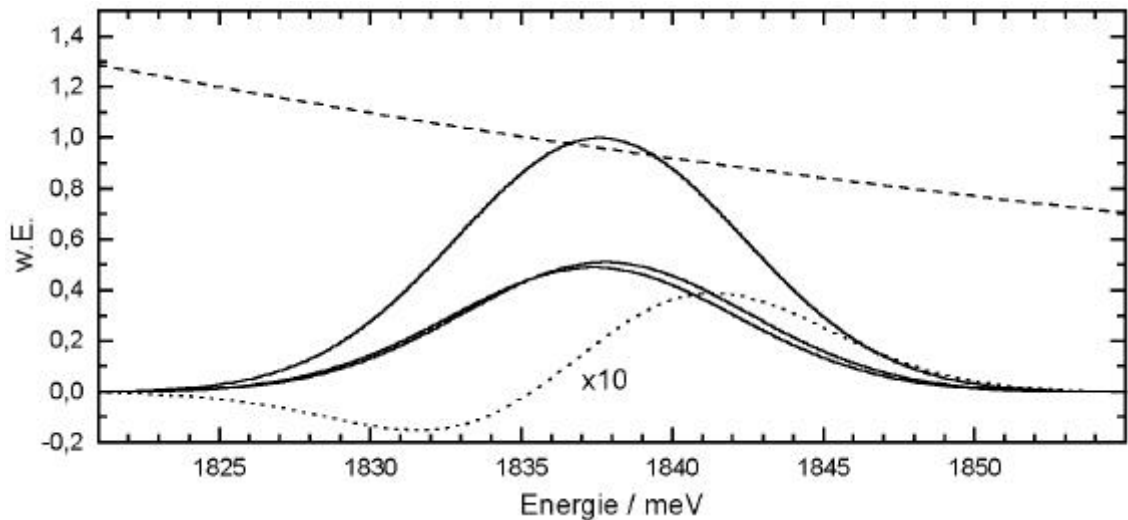


Abb. 40 Simulierte Lumineszenz der Exzitonen A und B

gepunktet: Differenz dieser beiden Intensitäten, gestrichelt: Verhältnis A/B der Intensitäten

In Abb. 40 sind die mit der Bildungswahrscheinlichkeit gewichteten und um die Differenzenergie der beiden Exzitonenklassen verschobenen Kurven zusätzlich zu ihrer Summe gezeigt. Die Differenz der beiden Kurven (gepunktet, zehnfach vergrößert) kann als Linearpolarisation ohne äußeres Feld verstanden werden. Das Verhältnis (gestrichelt) A/B gibt ein Mass für die Lokalisierung der Exzitonen einer bestimmten Energie an der normalen/inversen Grenzfläche.

Man beachte jedoch, daß die Nullfeldpolarisation zum größten Teil von den Elektron-Loch-Paaren herrührt, die im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht wurden. Da in den Levelanticrossings nur die Exzitonen mit Nullfeldaufspaltung zum Signal beitragen, und die Elektron-Loch-Paare in der Polarisation dort als schwachveränderlicher Untergrund wahrzunehmen sind (s. Abb. 33), erhält man das Verhältnis A/B aus der Intensität der Levelanticrossings.

Dieses einfache Modell wird durch die Messungen bestätigt, diese Ergebnisse wurden in [9] veröffentlicht und sind in Abb. 41 gezeigt.

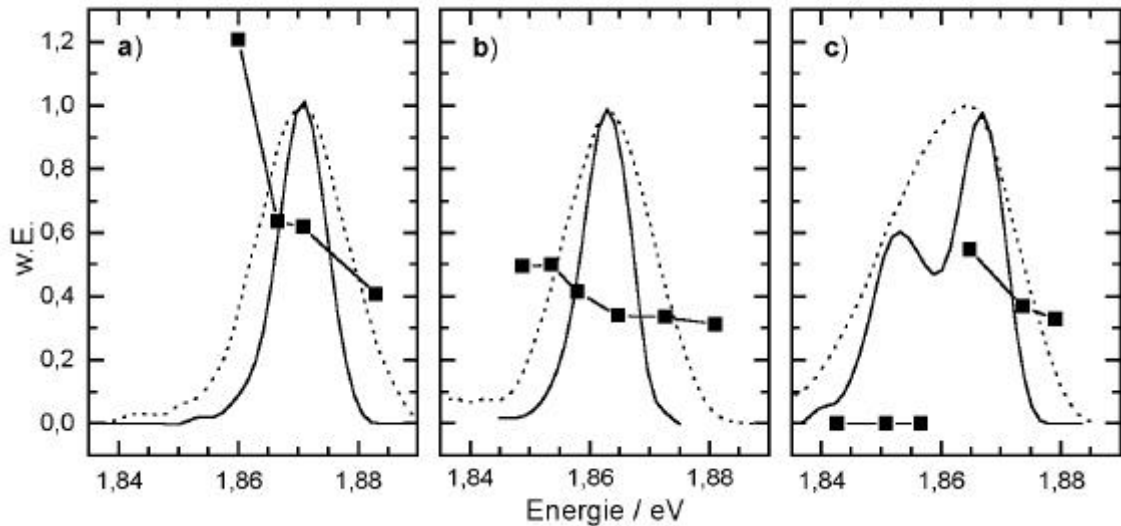


Abb. 41 Lumineszenz und Verhältnis A/B

ausgezogen, gepunktet: Lumineszenz, Quadrate: Verhältnis A/B

a) Probe ohne Wachstumsunterbrechung

b) Wachstumsunterbrechung an der inversen Grenzfläche

c) Wachstumsunterbrechung an der normalen Grenzfläche

In Abb. 41 wird die spektrale Verteilung des Verhältnisses A/B über der Emissionslinie gezeigt, die spektrale Auflösung der Levelanticrossing-Messungen wird durch die gepunktete Lumineszenzkurve dargestellt. In Abb. 41a - c ist eine bevorzugte Rekombination an der inversen Grenzfläche B zu erkennen, das Verhältnis A/B liegt für alle drei Proben unter 1, nur für die Probe ohne Wachstumsunterbrechung wurde in einer Messung in der niederenergetischen Flanke eine Bevorzugung der Grenzfläche A gefunden. Die Probe mit der Wachstumsunterbrechung an der normalen Grenzfläche weist eine zusätzliche Besonderheit auf, die Schichtdicken sind hier nicht ganzzahlig, so daß sich große Inseln ausbilden, an denen die Exzitonen rekombinieren.

Das Auftreten zweier Peaks von Exzitonen, die an der inversen Grenzfläche rekombinieren beruht auf der Rauigkeit der inversen Grenzfläche. Im Gegensatz dazu finden sich in dem niederenergetischen Peak keine Exzitonen, die an der normalen Grenzfläche rekombinieren. Dies lässt sich durch die größere laterale Homogenität der normalen Grenzfläche (verbunden mit einer ternären Zusammensetzung) und einer damit erhöhten Mobilität der Exzitonen erklären.

### 4.3 Symmetrie der Grenzflächen

Aus der Lage der ODMR-Resonanzen und den Levelanticrossings kann man die Nullfeldaufspaltungen der Exzitonen A und B bestimmen (Kap. 1.7.1). Die in Abb. 42 und Abb. 43 gezeigten Ergebnisse bestätigen die gefundene Abhängigkeit von  $d_0$  und  $d_2$  von der Übergitterperiode (z.B. [4,7,8,22]).

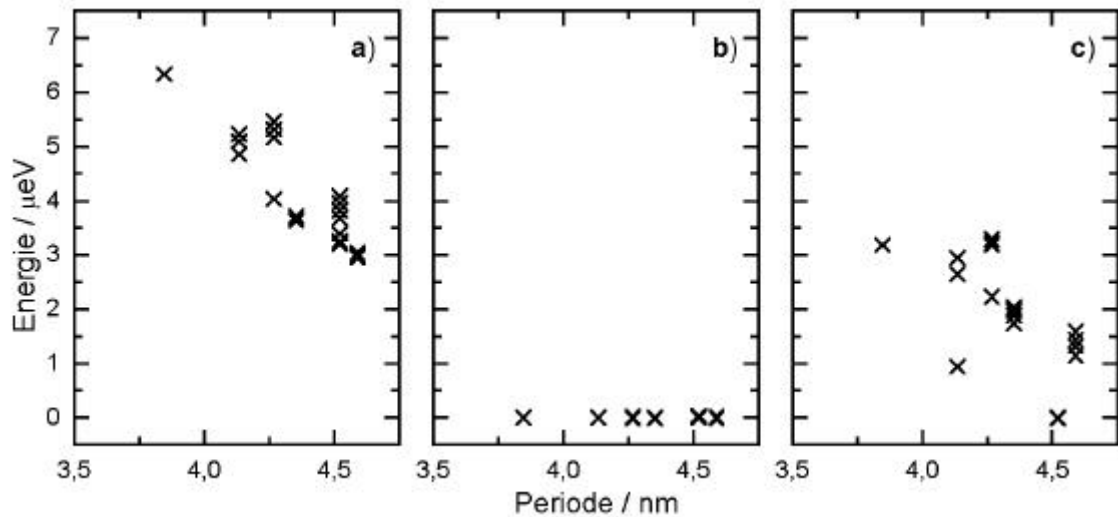


Abb. 42 Nullfeldaufspaltungen der Exzitonen B (an der inversen Grenzfläche lokalisiert) a)-c) zeigen die Aufspaltungen  $d_0$ ,  $d_1$  und  $d_2$

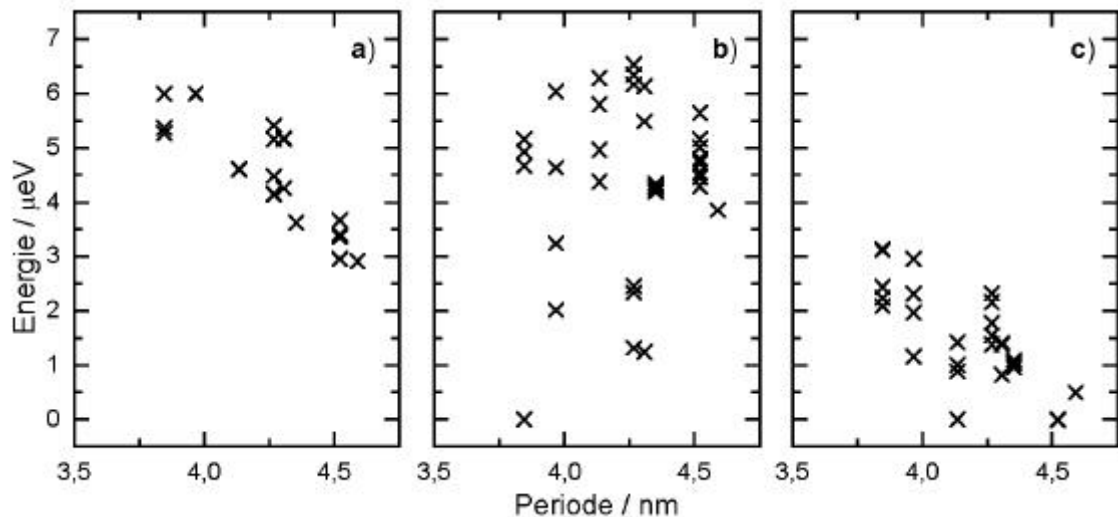


Abb. 43 Nullfeldaufspaltungen der Exzitonen A (an der normalen Grenzfläche lokalisiert) a)-c) zeigen die Aufspaltungen  $d_0$ ,  $d_1$  und  $d_2$

Die Nullfeldaufspaltung  $d_1$  des nichtstrahlenden Dubletts, die ja nur für niedrigere Symmetrien als  $C_{2v}$  (Kap. 1.7) von Null verschieden ist, zeigt für die Ex-

zitonen A und B ein unterschiedliches Verhalten. Da für alle beobachteten Exzitonen B diese Nullfeldaufspaltung verschwindet, wird die inverse Grenzfläche durch  $C_{2v}$ -Symmetrie beschrieben. Die inverse Grenzfläche ist also in Wachstumsrichtung abrupt; das schließt aber nicht das Auftreten von lateralen Inseln (mit einer Ausdehnung größer als der Exzitonendurchmesser) aus.

Die nichtverschwindenden Nullfeldaufspaltungen  $d_1$  der Exzitonen A belegen eine Abweichung von der idealen Grenzfläche. Die normale Grenzfläche wird also durch tetragonale Störungen in Wachstumsrichtungen geprägt, dem bereits erwähnten Kompositionsgradienten. Diese Störung kann nur in Wachstumsrichtung liegen (da nach Abb. 37 die Inseln an der normalen Grenzfläche deutlich größer als der Exzitonendurchmesser sind). Hier besteht die Grenzfläche also aus einer Schicht, die durch eine ternäre Zusammensetzung geprägt ist.

Für diese Schlüsse muss man berücksichtigen, daß hier nur das Verhältnis von Inselgröße zu Exzitonendurchmesser von Bedeutung ist, größere Inseln werden als unterschiedliche Perioden in dem Übergitter wahrgenommen. Die oben getroffenen Symmetrieüberlegungen gelten demzufolge nur für eine Fläche, die kleiner ist als die laterale Ausdehnung der Exzitonen.

### 4.4 Leistungsmodulierte ODMR

In Abb. 44 ist das Niveausystem des Exzitons mit den intrinsischen Übergängen gezeigt, zu denen auch die Rekombinationen zählen.

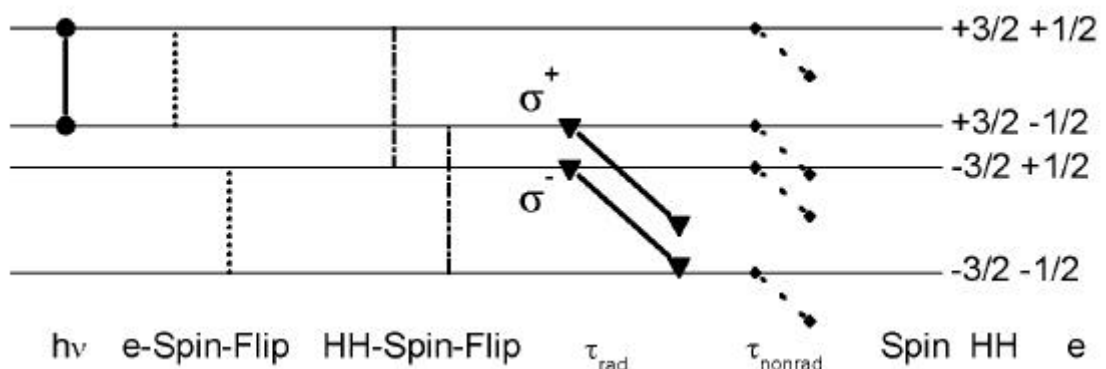


Abb. 44 Niveauschema für leistungsmodulierte ODMR

$\sigma^+$  direkte Resonanz,  $\sigma^-$  indirekte Resonanz

In diesem Beispiel ist das Magnetfeld so gewählt, daß die Resonanz zwischen den Niveaus mit einem Spin des schweren Loches von  $+3/2$  stattfindet. In dem  $\sigma^+$ -polarisierten Niveau kann man also von einer direkten Resonanz sprechen, während das  $\sigma^-$ -polarisierte Niveau über den HH-Spin-Flip auch ein Signal zeigen kann. Dieses Signal ist also eine indirekt nachgewiesene Resonanz.

Beide Signale sind natürlich stark von den Übergangsraten abhängig, so daß man jetzt Rückschlüsse auf die einzelnen Raten treffen kann.

Für die Größenordnung der Lebensdauer von Typ-II-Exzitonen geben van Kesteren et al.  $\mu\text{s}$  an [37]; dies steht auch in Einklang mit Untersuchungen mittels zeitaufgelöster Photolumineszenz [16,17]. Dieser Wert ist gegenüber der Lebensdauer von Typ-I-Exzitonen recht groß und wird auch durch die Messbarkeit der magnetischen Resonanzen bestätigt, da für kleine Lebensdauern keine ODMR zu beobachten ist (dies wurde auch an Typ-I-Übergittern bestätigt).

Aus den ODMR-Spektren die mit einer Zirkularpolarisation aufgenommen wurden (ODMR wird meist als Differenz der Zirkularpolarisation gemessen), kann man also die direkten von den indirekten Resonanzen trennen.

Die vier möglichen magnetischen Resonanzen sind in Abb. 45 gezeigt, hier jedoch noch in der Differenz der Zirkularpolarisation.

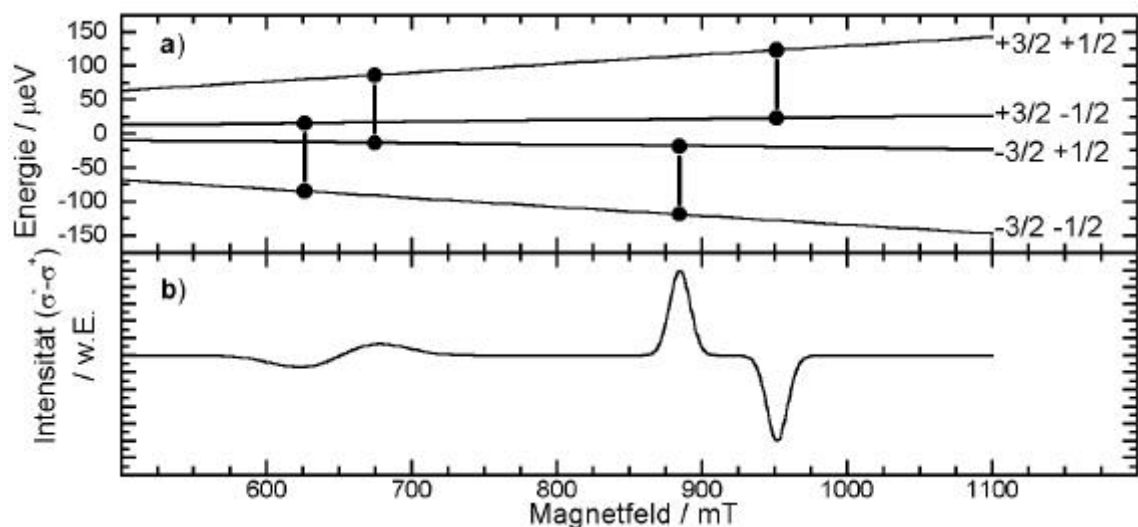


Abb. 45 Magnetische Resonanzen des Exzitons

a) Niveausystem, b) Differenz der Zirkularpolarisation

Diese schematische Darstellung des ODMR-Spektrums ist charakteristisch für alle gemessenen Kurven. Es sei darauf hingewiesen, dass in der Literatur die Resonanz an dem Spin des schweren Loches weniger gut untersucht ist. Auch hier waren diese Resonanzen nicht immer nachzuweisen.

Die Zerfallsrate der strahlenden Niveaus wird als groß gegenüber der der nicht strahlend rekombinierenden Niveaus angenommen, da diese nicht den Auswahlregeln für optische Dipolstrahlung genügen. Im Experiment wird also jede Resonanz als Intensitätserhöhung gemessen, da die Besetzungszahlen der Niveaus mit Spin 2 größer sind als die der Niveaus mit Spin 1. Weiterhin wird sowohl bei den Loch-Resonanzen als auch bei den e-Resonanzen der Effekt der Thermalisierung wahrgenommen, die Resonanz, die jeweils das  $\sigma^-$ -polarisierte Niveau an ein nicht strahlendes Niveau ankoppelt, ist immer etwas größer als die Resonanz, die an dem  $\sigma^+$ -polarisierten Niveau detektiert wird.

Die Intensität der HH-Resonanzen ist jedoch immer mindestens einen Faktor 2 kleiner als die der Resonanzen des Elektronenspins, während die Breite der Resonanz das 2-3fache betrug. Dies ist ein Indiz für eine vorhandene Rauigkeit, da der g-Wert des schweren Loches von der Dicke der GaAs-Schichten abhängt (s. Abb. 49).

Aus den unterschiedlichen Intensitäten folgt im Rahmen dieses Modells eine höhere Spin-Flip-Rate des Loches im Vergleich zu der des Elektrons. Dazu passt auch, dass der Nachweis der Loch-Resonanzen nur bei der höchsten zur Verfügung stehenden Mikrowellenleistung gelang, während die Elektronen-Resonanzen auch bei geringerer Leistung detektierbar waren und ihre Leistungsabhängigkeiten keine Anzeichen von Sättigung aufwiesen. Deshalb kann die geringere Intensität der Loch-Resonanzen auch nicht mit Sättigungseffekten erklärt werden.

Um Messungen bei verschiedenen Frequenzen zu vergleichen, betrachtet man den Quotienten aus indirektem zu direktem Signal. Dieser Quotient nimmt mit zunehmender Frequenz ab, da dann die Choppingfrequenz in Konkurrenz mit der HH-Spin-Flip-Rate tritt, d.h. der Einfluss der Leistungsmodulierung der Mikrowelle kann dann nicht mehr in die andere Polarisation weitergegeben werden.

In Abb. 46 ist der Intensitätsverlauf der indirekten und direkten Resonanzen und der Quotient beider für die jeweilige Polarisation gezeigt.

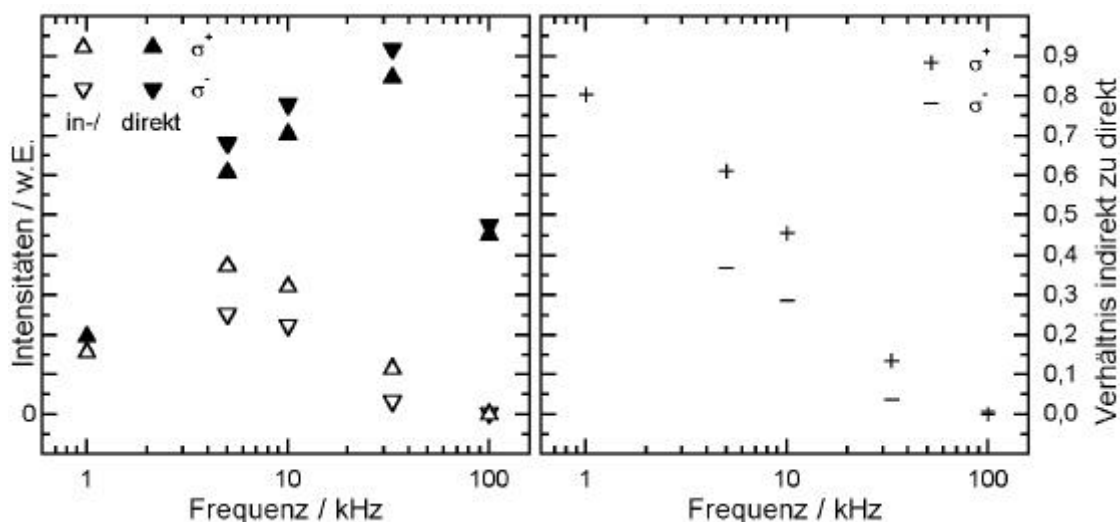


Abb. 46 Verhältnis von indirekter ODMR zu direkter ODMR, Probe P233  
( $T=2$  K)

Hier kann man auch den Einfluss der Thermalisierung sehen. Die unterschiedlichen Intensitäten der direkten und indirekten Resonanzen bei einer Messfrequenz wurden hier für beide Polarisierungen gemessen und ergeben jeweils unterschiedliche Werte. Daher spiegelt das Verhältnis von indirekter zu direkter ODMR die Thermalisierung des HH-Spin-Flips wieder.

In allen untersuchten Proben konnte die indirekte Resonanz oberhalb einer kritischen Chopping-Frequenz der Mikrowellenleistung nicht mehr nachgewiesen werden. Wegen der ohnehin kleinen Intensität der Loch-Resonanzen wurden diese Messungen nur an den Elektronen-Resonanzen durchgeführt.

Damit kann die Größenordnung der Lebensdauer des hh-Spin-Flips mit etwa  $10^{-5}$  s bestimmt werden.

Eine Analyse mit dem in Kap. 1.9.1 vorgestellten Modell der Übergänge des Niveausystems (siehe auch Abb. 44) ergibt folgenden Bestwert.

$\tau_e$	$\tau_h$	$\tau_R$	$\tau_{NR}$	mW	T
$\mu\text{s}$	$\mu\text{s}$	$\mu\text{s}$	$\mu\text{s}$	1/s	K
15.4	16.6	0.7	451.2	156.1	13.6

Tab. 4 Bestwert der Analyse der leistungsmodulierten ODMR für einen Punkt der Probe P233

Die Lebensdauer des HH-Spin-Flips und die Lebensdauer der strahlenden Rekombination bestätigen die Werte, die man dem Experiment direkt bzw. der Literatur entnehmen kann. Die Differenz der Intensitäten und des Verhältnisses von indirekter zu direkter ODMR bedingen jedoch eine höhere Temperatur des Exzitons im Bezug auf die Gittertemperatur.

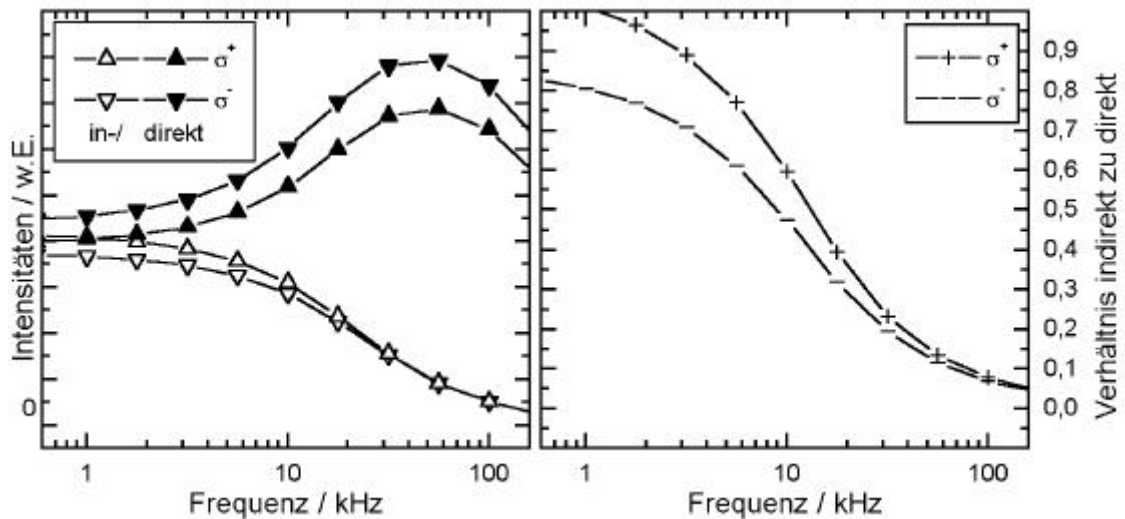


Abb. 47 Simulation der leistungsmodulierten ODMR

Ein Vergleich der Simulation mit dem Experiment zeigt also, daß dieses einfache Modell das Exziton schon recht gut beschreibt. Um genauere Aussagen treffen zu können, müßten jedoch zeitaufgelöste Messungen durchgeführt werden, die mit unserer Apparatur nicht möglich sind.



## Zusammenfassung und Ausblick

Die vor einigen Jahren begonnenen magnetooptischen Untersuchungen an der Lumineszenz von AlAs/GaAs-Übergittern wurde in Zusammenarbeit mit dem Ioffe-Institut St.Petersburg/ Rußland fortgesetzt. Die größere Zahl an verfügbaren Proben mit gezieltem Wachstum (PTB Braunschweig, Labor für elektronische Werkstoffe) ermöglichte ein intensives Studium der Photolumineszenz.

Aus diesen Photolumineszenzmessungen erhält man zunächst über die energetische Lage der strahlenden Rekombination und der relativen Intensität der Phononenreplikanten den Typ des Exzitons, d.h. den Einschluss des Elektrons in: Typ-II:  $X_z$  und  $X_{xy}$ , Typ-I:  $\Gamma$ .

Die Rekombinationsenergie gibt weiterhin Aufschluss über die Schichtdicken der Übergitter, da der Einschluss der Exzitonen in Quantentöpfen charakteristisch für deren Breite und Tiefe ist. Dies erlaubt nach Kalibration mit gemessenen Schichtdicken aus Röntgenbeugung (XRD) eine einfache Messung der Schichtdicken.

Da das Exziton in Typ-II-Übergittern an den Grenzflächen lokalisiert, ist die Linienbreite der Lumineszenz charakteristisch für die Rauigkeit der Grenzflächen.

Auch die ODMR gibt Aufschluss über die Grenzflächenrauigkeiten. Der g-Wert des schweren Loches skaliert mit der GaAs-Schichtdicke. Die Levelanticrossingspektroskopie, mit der man hier die Nullfeldaufspaltungen des Niveausystems des Exzitons im  $\mu\text{eV}$ -Bereich vermessen kann, erlaubt jedoch tiefergehendere Aussagen über die Grenzflächen.

Mit dieser Messmethode läßt sich die normale und die inverse Grenzfläche über ihre Polarisation und deren Verlauf im Magnetfeld eindeutig unterscheiden.

Unter Einbeziehung von ODMR kann die Symmetrie der Grenzflächen bestimmt werden.

In dieser Arbeit konnte neben der Rekombination an den verschiedenen Grenzfläche auch die Rekombination an Wachstumsdefekten ( $\text{As}^-$ -Fehlstellen in den AlAs-Schichten) nachgewiesen werden.

In der Literatur sind Messungen zum g-Wert des schweren Loches weitgehend unbekannt, hier konnte mit diesem g-Wert jedoch eine Dickenfluktuation der GaAs-Schichten nachgewiesen werden.

Mit den magnetooptischen Messmethoden ODMR und Levelanticrossingspektroskopie wurde die Symmetrie der Grenzflächen, also ihre mikroskopische Zusammensetzung bestimmt. Es wurde für die normale Grenzfläche ein Wachstumsgradient nachgewiesen, während die inverse Grenzfläche in Wachstumsrichtung abrupt ist.

Hierbei muß aber berücksichtigt werden, daß hier Aussagen getroffen werden, die lokal gelten, also für die Fläche über die ein Exziton mittelt. Also steht diese Aussage nicht im Widerspruch zu den Inseln an der inversen Grenzfläche und der glatten normalen Grenzfläche, die bei dem Wachstumsprozess vorhergesagt und an Oberflächen direkt gemessen werden können.

Mit Hilfe einer neuen Messmethode, der leistungsmodulierten ODMR, konnte erstmals die Lebensdauer des Heavy-Hole-Spin-Flips zu 10-25  $\mu\text{s}$  bestimmt werden. Auch für den Spin-Flip des Elektrons konnte durch Vergleich der Intensität der ODMR am Elektron und am schweren Loch eine vergleichbare Lebensdauer gefunden werden.

Schon die leistungsmodulierte ODMR gibt einen Einblick in die Lebensdauern der Spin-Flips. Mit Hilfe von zeitaufgelöster Spektroskopie könnte man noch weitere Information über die Dynamik des Niveausystems erhalten. Damit könnte man auch das Modell verfeinern, um so genauere Aussagen über die Beschaffenheit der Interfaces zu treffen. Auch die Einbeziehung der Elektron-Loch-Paare, die hier nicht weiter untersucht wurden, und der freien Ladungsträger und Störstellen könnte ein weiterer Schritt zur Charakterisation der Exzitonen und damit der Superlattices sein. Damit könnte man nicht nur das Exziton genauer beschreiben, sondern erhält auch ein Verfahren zur Charakterisation der Grenzflächen von Bauteilen wie zum Beispiel Laserdioden.

# Anhang

## A Materialparameter

Parameter	Einheit	GaAs	AlAs
Gitterkonstante (RT)	nm	0.565325	0.566139
verallgemeinerte Elastizitätsmoduln	$10^6 \text{ N/cm}^2$		
$C_{11}$		11.88	12.02
$C_{12}$		5.38	5.70
$C_{44}$		5.94	5.89
LO Phononenenergie	meV		
GaAs-ähnlich		36.25	(31.49)
AlAs-ähnlich		(44.63)	50.09
Bandlücke (2 K)	eV		
$\Gamma_c - \Gamma_v$		1.5192	3.13
$X_c - \Gamma_v$		2.018	2.228
Effektive Massen	$m_e$		
Leitungsband			
$m_e^\Gamma$		0.067	0.063
$m_e^X$ transversal		0.23	0.19
$m_e^X$ longitudinal		1.3	1.1
Valenzband			
$m_{lh}$		0.087	0.150
$m_{hh}$		0.38	0.70
Dielektrizitätszahl $\epsilon_{\text{statisch}}$	-	13.18	10.06
Exzitonenbindungsenergie $E_{\text{Rydberg}}$	meV	4.7	17
Exzitonenradius (Bohr-Radius) $a_0$	nm	11.5	4.2

Diese Parameter sind [1,28,35] entnommen.

## B Einfluß der Übergitter-Schichtdicken

Ivchenko et al. [22] haben die Nullfeldaufspaltungen in Abhängigkeit von der Übergitterperiode berechnet. Die Abhängigkeit der Aufspaltungen  $d_0$  und  $d_2$  ist in Abb. 48 gezeigt.

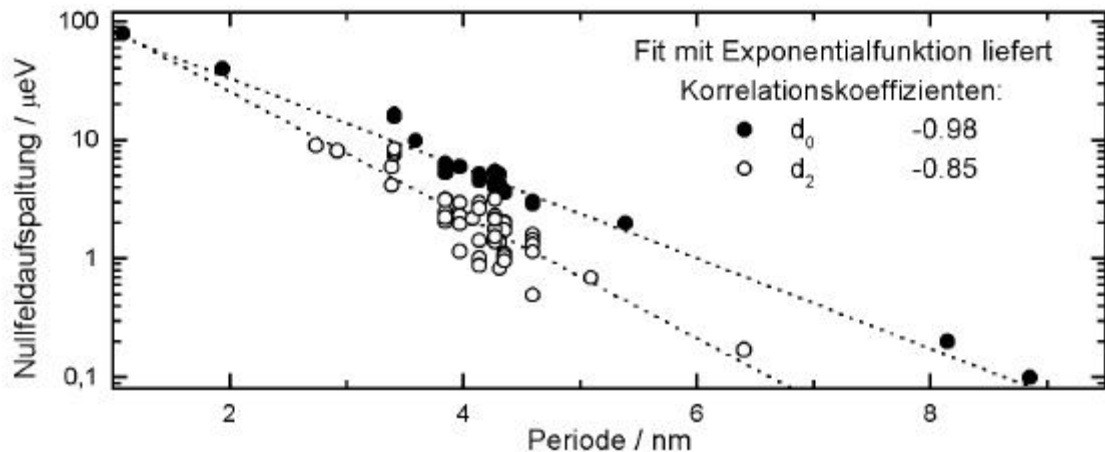


Abb. 48 Theoretische und experimentelle Abhängigkeit der Nullfeldaufspaltungen von der Übergitterperiode

gepunktet: Fits der Aufspaltungen  $d_0$  und  $d_2$  (siehe auch Kap. 1.7.1)

Die Aufspaltung  $d_1$  des nichtstrahlenden Dubletts verschwindet nach [38], siehe auch Kap. 1.7. Daher gibt es für  $d_1$  keine solche Abhängigkeit, diese Aufspaltung ist ein Mass für die Abruptheit der Grenzflächen.

Weiterhin wurde für das Exziton eine Abhängigkeit des  $g$ -Wertes des schweren Loches von der Dicke des GaAs-Layers gefunden [10].

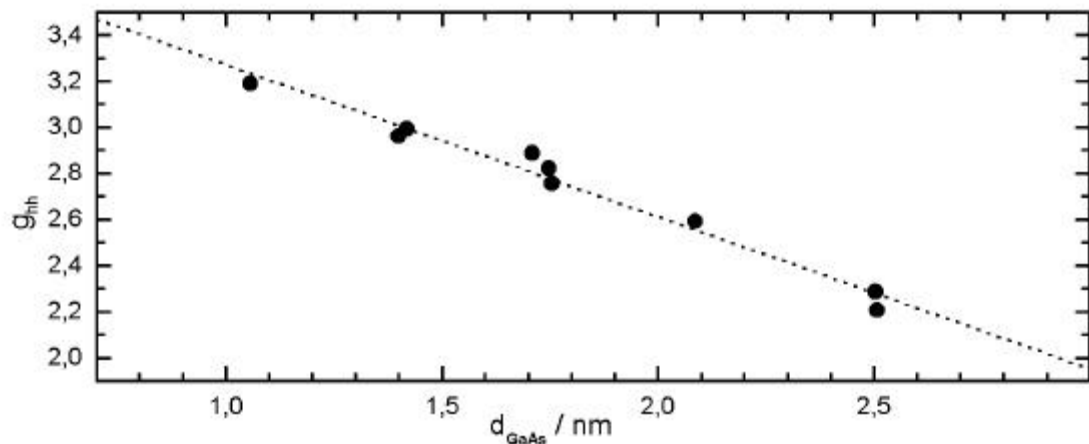


Abb. 49 Abhängigkeit des  $g$ -Wertes des schweren Loches von der Dicke des GaAs-Layers, gepunktete Linie: Fit

## C Schichtdickenbestimmung mittels XRD

Mit Röntgenbeugung kann man die Gitterkonstanten eines Kristalls bestimmen, wenn die Wellenlänge der verwendeten Röntgenstrahlung (meist  $\text{Cu}_{K\alpha 1}$ ,  $\lambda = 0.154 \text{ nm}$ ) in der Größenordnung der zu untersuchenden Gitterkonstanten liegt. Dies ist für die verwendeten Halbleitermaterialien erfüllt.

Die Periode der Übergitter kann man bestimmen, weil die Einheitszelle des Übergitter<sup>15</sup> aus GaAs und verspanntem AIAs besteht und deren Gitterkonstanten nicht gleich sind. Die Superzelle erstreckt sich also in Wachstumsrichtung über eine Periode (die aus  $n \text{ ML}$ <sup>16</sup> GaAs und  $m \text{ ML}$  verspanntem AIAs gebildet wird).

Für die Beugung ebener Wellen an periodischen Strukturen gilt die Bragg-Bedingung  $2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin(\theta) = n \cdot \lambda$ . Diese Gleichung beschreibt die Winkel des  $n$ ten Interferenzmaximums bei der Beugung einer Wellenlänge  $\lambda$  an einer Struktur mit dem Abstand der beugenden Ebenen  $d_{hkl}$ .

In einem  $\Theta$ - $2\Theta$ -Scan (bei dem der Einfallswinkel gleich dem Ausfallswinkel ist) erhält man also die Interferenzmaxima der hier verschiedenen (GaAs-Wafer und aufgewachsene Übergitter-Schichten) Netzebenenabstände. Für einen reinen GaAs-Kristall erhält man für den Hauptreflex einen Netzebenenabstand der  $\frac{1}{4}$  der Einheitszelle beträgt, also den (400)-Reflex der GaAs-Einheitszelle.

Da die Eindringtiefe (ca.  $1\text{-}10 \mu\text{m}$  nach [31]) der verwendeten Röntgenstrahlung größer als die Dicke der Übergitter -Schichten ( $\sim 0.2 \mu\text{m}$ ) ist, ist die Intensität der Übergitter -Peaks wesentlich kleiner als die des Substratpeaks.

Da für die Gitterparameter dieser Übergitter die Vegard'sche Regel gilt (lineare Interpolation der Bulk-Parameter [1]), kann man sich die Superzelle auch als homogenen Mischkristall vorstellen [41], dessen Hauptreflex bei einem leicht kleineren Winkel als dem des GaAs-Wafers auftritt. Hierzu nimmt man für beide Komponenten gleiche verallgemeinerte Elastizitätsmodule an, was für GaAs und AIAs recht gut gilt. Damit kann man also die mittlere chemische Zusam-

---

<sup>15</sup> im folgenden als Superzelle bezeichnet

<sup>16</sup> Monolage, d.h. Schichtung III-V (Einheitszelle III-V-III-V)

mensetzung aus der Lage des Übergitter-Hauptreflexes und der Lage des Hauptreflexes des GaAs-Wafers bestimmen.

Durch Berechnung der Periode der Superzelle aus dem Übergitter-Hauptreflex und einem Reflex höherer Ordnung kann man mit der mittleren chemischen Zusammensetzung die Schichtdicke der GaAs- und AlAs-Schicht einer Periode berechnen und in Monolagen GaAs und AlAs (man beachte das AlAs hier stets verspannt ist, und die hierfür ermittelten Monolagen sich nicht auf die Bulk-Gitterparameter beziehen) angeben.

Ein  $\Theta$ - $2\Theta$ -Messung<sup>17</sup> an P92 ergab für den Hauptreflex des GaAs-Wafers  $33.02489^\circ$ , für den Übergitter-Hauptreflex  $32.96944^\circ$  und für den nächstkleineren Übergitter-Reflex  $31.74473^\circ$ . Damit ergibt sich eine mittlere chemische Zusammensetzung von 53.14 % AlAs und eine Periode von 4.27 nm. Die Schichtdicken betragen also 2.00 nm GaAs und 2.27 nm AlAs (entspricht 7.07/8.00 Monolagen GaAs/AlAs).

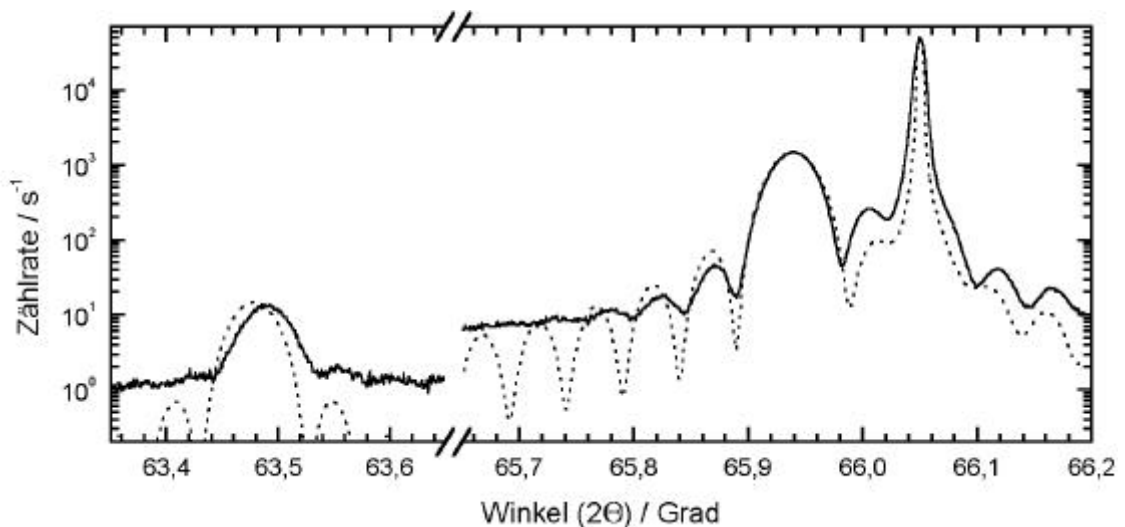


Abb. 50  $\Theta$ - $2\Theta$ -Scan und Fit (gestrichelt)

Beim Fit wird die Intensität mit Hilfe der sogenannten Gitterinterferenzfunktion

on  $I(N, x) = \left[ \frac{\sin(N \cdot \frac{x}{2})}{\sin(\frac{x}{2})} \right]^2$  dargestellt, wobei  $N$  die Zahl der streuenden Ebenen

<sup>17</sup> diese Scans wurden von Dipl.Phys. Nils Haverkamp (PTB Braunschweig, Labor für elektronische Werkstoffe) durchgeführt

ist, und  $x$  das Produkt von Streuvektor und Gitterkonstanten (oder Übergitter-Periode).

Die Lage der Hauptmaxima lässt sich mit:  $x = 2 \cdot p \cdot n$  ( $n$  ganze Zahl) bestimmen. Deren Intensität kann man mit  $I \propto N^2$  angeben, wobei die FWHM<sup>18</sup> folgender Proportionalität unterliegt:  $FWHM \propto \frac{1}{N}$ .

Der Abstand der  $N-2$  Nebenminima (Satelliten) beträgt:  $\Delta x = \frac{2 \cdot p}{N}$ .

Da die Gitterinterferenzfunktion nur im Rahmen der kinematischen Streutheorie gilt (Extinktion und Mehrfachreflexionen werden hier nicht berücksichtigt), ist die simulierte Intensität nicht die wahre Intensität, sondern gibt nur eine Näherung derselben. Die Lage der Peaks bleibt davon jedoch unberührt. Damit ist diese Einschränkung im Rahmen dieser Auswertung jedoch gerechtfertigt. In Abb. 50 wurde die Intensität des GaAs-Hauptreflexes mit Hilfe der Halbwertsbreite angepasst.

In Abb. 51 ist die Ewaldsche Kugel ( $\lambda = \text{Cu}_{K\alpha 1}$ ) im reziproken Gitter der Probe P92 (7.07 ML GaAs, 8.00 ML AlAs) gezeigt.

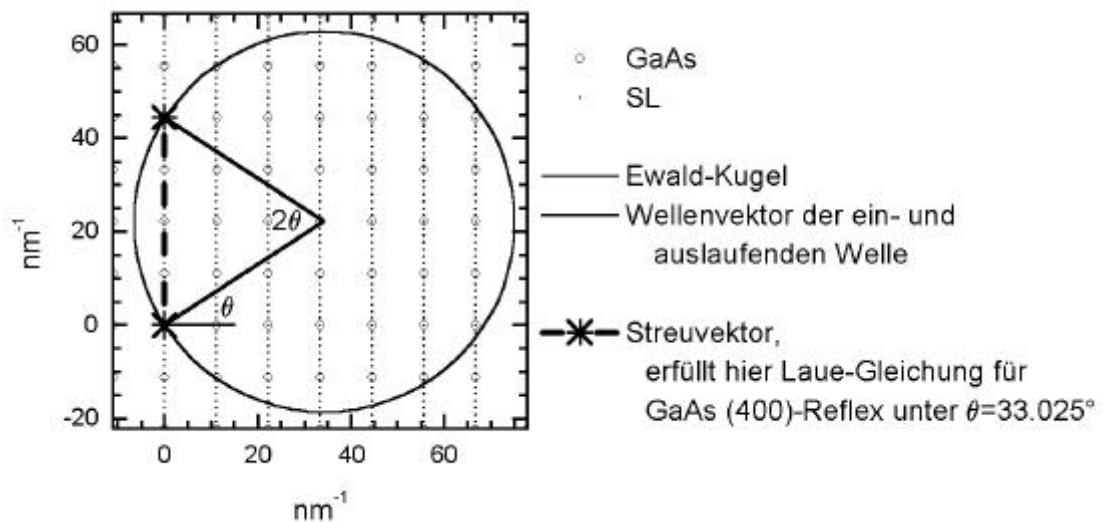


Abb. 51 Reziprokes Gitter für GaAs (400)-Reflex (hier nur in zwei Dimensionen, da die Superzelle durch zwei Gitterkonstanten beschrieben wird)

<sup>18</sup> FWHM bezeichnet die volle Breite eines Peaks, gemessen bei halber Intensität

---

## Literaturverzeichnis

- [1] Adachi, S.  
GaAs, AlAs, and  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ : Material parameters for use in research and device applications  
J.Appl.Phys. 58(3), 1985, pp.R1-R29
- [2] Aleiner, I. L. and Ivchenko, E. L.  
Anisotropic exchange splitting in type-II GaAs/AlAs superlattices  
JETP Letters 55(11), 1992, pp.692-5
- [3] Ashkinadse, B. M., Tsidilkovski, E., Linder, E., Cohen, E., Ron, A., and Pfeiffer, L. N.  
Electron-assisted exciton transfer and long-lived electrons and holes in GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  quantum wells  
Phys.Rev.B 54(12), 1996, pp.8728-36
- [4] Baranov, P. G., Lavallard, P., Planel, R., and Romanov, N. G.  
Optically detected magnetic resonance of excitons and carriers in GaAs/AlAs superlattices  
Superlattices and Microstructures 12(3), 1992, pp.327-30
- [5] Baranov, P. G., Mashkov, I. V., and Romanov, N. G.  
Optically detected magnetic resonance of excitons and carriers in pseudodirect GaAs/AlAs superlattices  
Solid State Communications 87(7), 1993, pp.649-54
- [6] Baranov, P. G., Mashkov, I. V., Romanov, N. G., Gourdon, C., Lavallard, P., and Planel, R.  
Magnetic resonance and anticrossing of levels of excitons trapped at opposite interfaces in type-II GaAs/AlAs superlattices  
JETP Letters 60(6), 1994, pp.445-50
- [7] Baranov, P. G. and Romanov, N. G.  
Level-anticrossing spectroscopy of GaAs/AlAs superlattices  
The physics of semiconductors  
Vancouver, Canada, 8-15-1994
- [8] Baranov, P. G. and Romanov, N. G.  
Optical detection of magnetic resonance and of exciton-level anticrossing in quantum wells and superlattices  
Phys.Solid State 41(5), 1998, pp.805-7
- [9] Baranov, P. G., Romanov, N. G., Hofstaetter, A., Meyer, B. K., Scharmann, A., von Foerster, W., Ahlers, F. J., and Pierz, K.  
Dynamic properties of excitons in GaAs/AlAs superlattices from optically detected magnetic Resonance and level anticrossing  
Int. Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", Proc. St. Petersburg, Russia, 1998
- [10] Baranov, P. G., Vetrov, V. A., Mashkov, I. V., and Romanov, N. G.  
Local diagnostics of GaAs/AlAs superlattices by optically detected magnetic resonance and level anticrossing Spectroscopy  
Int. Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", Proc. St. Petersburg, Russia, 1995



- 
- [11] Behrend, J., Wassermeier, M., Braun, W., Krispin, P., and Ploog, K. H.  
Formation of GaAs/AlAs(001) interfaces by scanning tunneling microscopy  
Phys.Rev.B 53(15), 1996, pp.9907-12
- [12] Birkedahl, D., El Sayed, K., Sanders, G., Spiegelberg, C., Lyssenko, V. G., Stanton, C., Hvam, J. M., Timofeev, V. B., and Bayer, M.  
Interwell excitons in GaAs superlattices  
Superlattices and Microstructures 21(4), 1997, pp.587-90
- [13] Blackwood, E., Snelling, M. J., Harley, R. T., Andrews, S. R., and Foxon, C. T. B.  
Exchange interaction of excitons in GaAs heterostructures  
Phys.Rev.B 50(19), 1994, pp.14246-54
- [14] Bode, M. H. and Ourmazd, A.  
Interfaces in GaAs/AlAs: Perfection and applications  
Vac.Sci.Technol.B 10(4), 1992, pp.1787-92
- [15] Castella, H. and Wilkins, J. W.  
Splitting of the excitonic peak in quantum wells with interfacial roughness  
Phys.Rev.B 58(24), 1998, pp.16186-93
- [16] Chastaingt, B., Gurioli, M., Borri, P., Colocci, M., Neu, G., Deparis, C., Massies, J., and Martinez-Pastor, J.  
Controlled type-I-type-II transition in GaAs/AlAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As double-barrier quantum wells  
Phys.Rev.B 55(4), 1997, pp.2393-400
- [17] Fu, L. P., Bacalzo, T., Gilliland, G. D., Chen, R., Bajaj, K. K., Klem, J., and Wolford, D. J.  
Microscopic mechanisms governing exciton-decay kinetics in type-II GaAs/AlAs superlattices  
Phys.Rev.B 52(4), 1995, pp.2682-7
- [18] Gammon, D., Shanabrook, B. V., and Katzer, D. S.  
Interfaces in GaAs/AlAs quantum well structures  
J.Appl.Phys.Lett. 57(25), 1990, pp.2710-2
- [19] Gilliland, G. D., Antonelli, A., Wolford, D. J., Bajaj, K. K., Klem, J., and Bradley, J. A.  
Direct measurement of heavy-hole exciton transport in type-II GaAs/AlAs superlattices  
Phys.Rev.Lett. 71(22), 1993, pp.3717-20
- [20] Herman, M. A., Bimberg, D., and Christen, J.  
Heterointerfaces in quantum wells and epitaxial growth processes: Evaluation by luminescence techniques  
J.Appl.Phys. 70(2), 1991, pp.R1-R52
- [21] Ivchenko, E. L. and Kaminskii, A. Y.  
Optically-detectable localized-exciton level anticrossing in semiconductors  
Phys.Solid State 37(5), 1995, pp.768-73
- [22] Ivchenko, E. L., Kaminskii, A. Y., and Aleiner, I. L.  
Exchange splitting of excitonic levels in types I and II superlattices  
JETP 77(4), 1993, pp.609-16
- [23] Jahn, U., Kwok, S. H., Ramsteiner, M., Hey, R., Grahn, H. T., and Runge, E.  
Exciton localization, photoluminescence spectra, and interface roughness in thin quantum wells  
Phys.Rev.B 54(4), 1996, pp.2733-8

- 
- [24] Jusserand, B. and Molloy, F.  
Long range gallium segregation in the AlAs layers of GaAs/AlAs superlattices  
J.Appl.Phys.Lett. 61(4), 1992, pp.423-5
- [25] Jusserand, B., Molloy, F., Moison, J. M., and Le Roux, G.  
Atomic-scale roughness of GaAs/AlAs interfaces: A Raman scattering study of asymmetrical short-period superlattices  
J.Appl.Phys.Lett. 57(6), 1990, pp.560-2
- [26] Koiller, B., Capaz, R. B., and Chacham, H.  
Segregation, interface morphology, and the optical properties of GaAs/AlAs quantum wells: A theoretical study  
Phys.Rev.B 60(3), 1999, pp.1787-91
- [27] Krivorotov, I. N., Chang, T., Gilliland, G. D., Fu, L. P., Bajaj, K. K., and Wolford, D. J.  
Exciton transport and nonradiative decay in semiconductor nanostructures  
Phys.Rev.B 58(16), 1998, pp.10687-91
- [28] Landolt und Börnstein  
Gruppe III: Kristall- und Festkörperphysik  
Band 22a, Intrinsische Eigenschaften der IV. Gruppe und von III-V-, II-VI- und I-VII-Verbindungen  
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo, 1987
- [29] Litovchenko, V. G., Korbutyak, D. V., Krylyuk, S., Grahn, H. T., and Ploog, K. H.  
Enhancement of electron-phonon interaction in ultrashort-period GaAs/AlAs superlattices  
Phys.Rev.B 55(16), 1997, pp.10621-4
- [30] Lürßen, D., Dinger, A., Kalt, H., Braun, W., Nötzel, R., Ploog, K. H., Tümmler, J., and Geurts, J.  
Interface structure of (001) and (113)A GaAs/AlAs superlattices  
Phys.Rev.B 57(3), 1998, pp.1631-6
- [31] Marschner, T.  
Strukturelle Eigenschaften verspannter und verspannungsrelaxierter Heteroepitaxialschichten  
Dissertation, Philipps-Universität Marburg 1995
- [32] Meschede, D.  
Optik, Licht und Laser  
B. G. Teubner Stuttgart Leipzig, 1999
- [33] Moison, J. M., Guille, C., Houzay, F., Barthe, F., and van Rompay, M.  
Surface segregation of third-column atoms in group III-V arsenide compounds: ternary alloys and heterostructures  
Phys.Rev.B 40(9), 1989, pp.6149-62
- [34] Nakayama, M., Imazawa, K., Suyama, K., Tanaka, I., and Nishimura, H.  
 $\Gamma$ -X mixing effects on pseudodirect exciton transitions in GaAs/AlAs type-II superlattices  
Phys.Rev.B 49(19), 1994, pp.13564-9
- [35] Teissier, R.  
Thèse de Doctorat, Université Paris VI 1992
- [36] van Kesteren, H. W., Cosman, E. C., Dawson, P., Moore, K., and Foxon, C. T. B.  
Order of the X conduction-band valleys in type-II GaAs/AlAs quantum wells  
Phys.Rev.B 39(18), 1989, pp.13426-33

- 
- [37] van Kesteren, H. W., Cosman, E. C., Greidanus, F. J. A. M., Dawson, P., Moore, K., and Foxon, C. T. B.  
Optically Detected Magnetic Resonance Study of a Type-II GaAs-AlAs Multiple Quantum Well  
Phys.Rev.Lett. 61(1), 1988, pp.129-32
- [38] van Kesteren, H. W., Cosman, E. C., and van der Poel, W. A. J. A.  
Fine structure of excitons in type-II GaAs/AlAs quantum wells  
Phys.Rev.B 41(8), 1990, pp.5283-92
- [39] Varshni, Y. P.  
Temperature dependence of the energy gap in semiconductors  
Physica 34, 1967, pp.149-54
- [40] Weißmantel, Ch. und Hamann, C.  
Grundlagen der Festkörperphysik  
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1979
- [41] Zaus, R.  
Charakterisierung von III/V-Halbleiter-Heterostrukturen mit hochauflösender Röntgen-diffraktometrie  
Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 1992

## Danksagung

Mein ausdrücklicher Dank gilt meinem verehrten Lehrer Herrn Prof. Dr. D.Sc. Dr. h.c. mult Arthur Scharmann (Ehrenmitglied des Ioffe Physico-Technical Institute St.Petersburg/ Russland), dessen wertvolle Ratschläge und hilfreiche Betreuung wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonders bedanke ich mich für das interessante Thema und den Studienaufenthalt in der Arbeitsgruppe „Radiospektroskopie“ im Ioffe Physico-Technical Institute St.Petersburg/ Russland.

Bei Herrn Prof. B.K. Meyer bedanke ich mich für die wohlwollende Förderung und Beratung bei der Anfertigung dieser Arbeit, für die er trotz seiner vielfältigen Verpflichtungen in anderen Forschungsgebieten stets Zeit fand.

Dr. Albrecht Hofstaetter sei für die freundschaftliche Betreuung und das mir langjährig entgegengebrachte Vertrauen, ihm und Dr. habil. D.M. Hofmann für die Bereitschaft, jederzeit Fragestellungen zu Physik und Experiment zu diskutieren, gedankt.

Für die hilfreiche Zusammenarbeit und das stets angenehme Arbeitsklima in der Arbeitsgruppe „Magnetische Resonanzen“ möchte ich mich besonders bei Dipl.-Phys. Frank Henecker und Dipl.-Phys. Frank Leiter bedanken.

Dr. Klaus Pierz und Dr. Franz-Josef Ahlers von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt/ Braunschweig gebührt großer Dank für die vorbehaltlose Unterstützung durch Bereitstellung der zahlreichen Proben und deren Schichtdickenbestimmungen.

Stellvertretend für die hier nicht erwähnten Mitarbeiter des Instituts bedanke ich mich bei Norbert Kurmann, Hans Peter Jorde und Karl Walther für die angenehme Zusammenarbeit, die sich nicht nur auf das Fachliche beschränkte.

Des weiteren bedanke ich mich bei Bernd Altenheimer, Carsten Meyer und Friedel Nern für ihren nicht nur an die üblichen Geschäftszeiten gebundenen Einsatz zur Versorgung mit flüssigem Helium.

Der Arbeitsgruppe „Radiospektroskopie“ im Ioffe Physico-Technical Institute St.Petersburg/ Russland, insbesondere N.G. Romanov, danke ich sehr für anregende Gespräche über ODMR und Levelanticrossing.