

Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus  
Chalcopyriten und aus III-V Heterostrukturen

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik der  
Johannes Gutenberg–Universitt  
in Mainz

PETER DRESCHER  
geboren in Mainz

Mainz, 1996

1. Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. E. Reichert
2. Berichterstatter: Dr. rer. nat. habil. W. Heil

Datum der Prfung: 07.06.1996

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>5</b>
2.1	Spinpolarisierte Elektronen aus III–V–Halbleitern . . . . .	5
2.2	Superlattice . . . . .	8
2.2.1	Eindimensionaler rechteckiger Potentialtopf . . . . .	8
2.2.2	Teilchen im dreidimensionalen Potentialtopf . . . . .	11
2.2.3	Der Quantum Size Effect bei ultradnnen AlGaAs/- GaAs Heterostrukturen . . . . .	12
2.2.4	Superlattice . . . . .	14
2.3	Chalkopyrite . . . . .	15
2.3.1	Kristallgitter . . . . .	15
2.3.2	Bandstruktur . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Apparativer Aufbau</b>	<b>21</b>
3.1	Das Vakuumsystem . . . . .	21
3.1.1	Kristallkammer . . . . .	21
3.1.2	Umlenker . . . . .	24
3.1.3	Mott–Detektor . . . . .	25
3.1.4	Schleuse . . . . .	26
3.2	Lichtoptischer Aufbau . . . . .	29
3.3	Experimentsteuerung und Datenaufnahme . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Messverfahren</b>	<b>32</b>
4.1	Prinzip der negativen Elektronenaffinität . . . . .	32
4.2	Prparation der Oberfläche . . . . .	34

4.3	Messung der Quantenausbeute . . . . .	35
4.4	Messung der Spinpolarisation . . . . .	36
4.4.1	Anschauliche Beschreibung der Spin-Analyse durch Mott-Streuung . . . . .	36
4.4.2	Quantenmechanische Beschreibung der Polarisation ei- nes Elektronenstrahls . . . . .	37
4.4.3	Die Polarisationsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts	39
4.4.4	Eichung des Mott-Detektors . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Untersuchung des Chalkopyriten CdSiAs<sub>2</sub></b>	<b>46</b>
5.1	Herstellungsmethode und Eigenschaften der untersuchten Pro- ben . . . . .	46
5.2	Sputtern der CdSiAs <sub>2</sub> -Kristalle . . . . .	48
5.3	Spinpolarisationsspektren . . . . .	56
5.3.1	Erwartete Spinpolarisation . . . . .	56
5.3.2	Ergebnisse der Spinpolarisationsmessung . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Deformierte Schichten</b>	<b>61</b>
6.1	Stabilität der Polarisation . . . . .	62
6.1.1	Relaxation der Spannung durch Ausheizen . . . . .	62
6.1.2	Messungen zur Relaxationsstabilität . . . . .	65
6.2	Distributed Bragg Reflector . . . . .	67
6.2.1	Aufbau der DBR-Photokathode . . . . .	67
6.2.2	Meergebnisse . . . . .	71
<b>7</b>	<b>Messungen an Superlattice-Strukturen</b>	<b>73</b>
7.1	Undeformierte Superlattice-Strukturen . . . . .	73
7.2	Uniaxial deformierte Superlattice-Strukturen . . . . .	75
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>83</b>

# Kapitel 1

## Einleitung und Motivation

Die Arbeitsgruppe Atomare Stopprozesse<sup>1</sup> entwickelt und betreibt die Quelle spinpolarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron (MAMI) [Aul94]. Von spinpolarisierten Elektronen spricht man, wenn ein Ungleichgewicht in den Besetzungszahlen der zwei Zustände der Spin-Orientierung bezüglich einer Raumachse,  $N_{\uparrow}$  (Spin Up) und  $N_{\downarrow}$  (Spin Down), besteht. Streuexperimente mit polarisierten Teilchen bieten den Vorteil, da der Wechselwirkungsoperator des Streuprozesses durch genauere Kenntnis des Anfangszustands exakter gemessen werden kann [DR86]. Dies wurde an MAMI bei der Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons durch Streuung polarisierter Elektronen an polarisiertem  $^3\text{He}$  ausgenutzt. In diesem Experiment konnte eine Genauigkeit von 10 % erreicht werden, die es ermöglicht, konkurrierende Modelle für das Neutron zu überprüfen [MEF<sup>+</sup>94].

Da die Spinzustände eines Elektronenstrahls nicht durch einen dem Stern-Gerlach-Experiment analogen Spinfilter getrennt werden können [Keß85], beruht das an der Quelle spinpolarisierter Elektronen angewandte Verfahren auf der Photoemission aus direkten III-V-Halbleitern mit Zinkblendestruktur. Hierbei werden durch Einstrahlung zirkular polarisierten Lichts geeigneter Wellenlänge spinpolarisierte Elektronen in das Leitungsband angeregt. Die Polarisation dieser Leitungsbandelektronen konnte erstmals 1969 durch Analyse der Polarisation des Lumineszenz-Lichtes an GaSb nachgewiesen werden [Par69]. Für die Erzeugung eines Elektronenstrahls ist es notwendig, die Austrittsarbeit an der Oberfläche der Halbleiterphotokathode so weit abzusenken, bis die Elektronenaffinität negativ ist, d.h. die Elektronen können aus dem Leitungsband ohne Energiezufuhr in das Vakuum gelangen. Die negative Elektronenaffinität (NEA) erreicht man durch eine hohe p-Dotierung und Oberflächenbeschichtung mit Alkali-Atomen. Bereits 1965 gelang der experimentelle Nachweis von NEA an GaAs [SvL65], und 1975 führten Pierce,

---

<sup>1</sup>In Zusammenarbeit mit anderen Arbeitsgruppen in der Kollaboration B2 des Sonderforschungsbereichs 201 der Deutschen Forschungsgemeinschaft

Meier und Zrcher [PMZ75] die erste Polarisationsanalyse an photoemittierten Elektronen aus GaAs durch.

Die wichtigsten Kenngrößen für die Leistungsfähigkeit einer Quelle spinpolarisierter Elektronen nach diesem Verfahren sind Polarisationsgrad, Quantenausbeute und Lebensdauer:

- Der Polarisationsgrad  $P$  bezüglich einer Raumachse ist definiert als:

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$$

- Die Quantenausbeute  $Y$  gibt an, wie hoch die Photoelektronenausbeute pro Lichtquant ist.
- Die Lebensdauer ist die Zeitspanne, in der die Quantenausbeute auf  $1/e$  ihres Anfangswertes abfällt.

Der Polarisationsgrad wird ausschließlich und die Quantenausbeute maßgeblich von dem Photokathodenmaterial bestimmt. Der Polarisationsgrad ist aufgrund der Entartung der Zustände am Valenzbandmaximum bei direkten Halbleitern mit Zinkblendestruktur auf 50 % beschränkt. Diese Entartung kann durch Erniedrigung der Kristallsymmetrie aufgehoben werden. Erstmals wurde dies mit uniaxial deformierten dünnen Schichten realisiert und ein Polarisationsgrad von über 50 % erreicht [MG91, NAH<sup>+</sup>91].

Neben dem Polarisationsgrad  $P$  ist der maximal lieferbare Strom  $I$  eine Größe, die die Leistungsfähigkeit einer Elektronenquelle charakterisiert. Der absolute Fehler bei Polarisationsexperimenten ist proportional zu  $1/(P\sqrt{I})$ , weshalb die Güte (Figure of Merit) als  $P^2I$  definiert ist [Keß85]. Bei begrenzter Lichtleistung hängt der maximale Emissionsstrom von der Quantenausbeute ab, und die Güte einer Photokathode ist durch  $P^2Y$  gegeben. Ein Problem der uniaxial deformierten dünnen Schichten ist ihre niedrige Quantenausbeute, so dass sie teilweise nicht die Güte herkömmlicher Halbleiterkathoden erreichen.

Ziel dieser Arbeit war es, neue Halbleiterphotokathoden mit gesteigerter Güte zu finden. Hierzu wurden wellenlängenabhängig der Polarisationsgrad der emittierten Elektronen und die Quantenausbeute an folgenden Halbleiterstrukturen gemessen:

- Chalkopyriten  $\text{CdSiAs}_2$
- Superlattice-Strukturen
- verbesserten uniaxial deformierten Schichten

Chalkopyrite besitzen schon ohne eine von außen erzwungene Deformation eine Bandstruktur, bei der die Entartung der Zustände an der Valenzbandoberkante aufgehoben ist. Sie bieten gegenüber den dünn deformierten Schichten

den Vorteil, da der Kristall in seiner ganzen Tiefe für die Absorption des Lichts genutzt werden kann, und anders als bei den dünnen deformierten Schichten die Aufspaltung der Entartung nicht durch Relaxation nachlassen kann. Der Chalkopyrit  $\text{CdSiAs}_2$  wurde schon von F. Baumgartner [Bau92] als Quelle spinpolarisierter Elektronen untersucht. Dieser Kristall ist thermisch instabil, daher kann seine Oberfläche nicht durch thermische Desorption gereinigt werden. Die Oberfläche wurde bei F. Baumgartner unkonventionell mit einer Stahlbürste gereinigt, da die Kathodenzerstüßung als Reinigungsmethode nicht erfolgreich war. In dieser Arbeit wurde deshalb in einer separaten Apparatur die Kathodenzerstüßung mit Röntgen-Photoelektronen-Spektroskopie (XPS) beobachtet und die Parameter der Kathodenzerstüßung optimiert. Mit den gewonnenen Erkenntnissen war es dann möglich, die Oberfläche zur negativen Elektronenaffinität (NEA) zu präparieren und Polarisationspektren zu messen.

Superlattice-Strukturen heben die Entartung am Valenzbandmaximum in ihren sehr dünnen Schichten auf. Es wurden Superlattice-Strukturen untersucht, bei denen die Gitterkonstanten der einzelnen Schichten angepasst sind, und solche, die zusätzlich eine uniaxiale Deformation der Schichten aufweisen. Durch die Deformation der Schichten erreicht man eine größere Aufspaltung. An Proben, die sich in der Größe der Deformation und der Anzahl der Schichtpaare unterschieden, konnte der Einfluss dieser Parameter auf das Polarisationspektrum beobachtet werden.

Uniaxial deformierte Schichten weisen in der Praxis Nachteile auf. In erster Linie sind dies:

1. Die Gitterdeformation relaxiert nach thermischer Behandlung des Kristalls. Damit sinkt auch die maximal erreichbare Polarisation.
2. Die Eindringtiefe des Lichts ist größer als die Dicke der deformierten Schicht. Deshalb werden nicht alle eingestrahnten Photonen absorbiert, und die Quantenausbeute ist geringer als bei den Volumen-Photokathoden.

Als Gegenmaßnahme zu 1. wurde eine Multischichtenstruktur als Barriere für Gitterfehlerstellen in den Kristall eingebaut. Sie verhindert, dass beim Ausheizen Gitterfehlerstellen von dem Substrat in die deformierte Schicht diffundieren können. Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Auswirkung dieser Multischicht auf die Stabilität der Gitterdeformation untersucht werden.

Die unvollständige Absorption des Lichts wird in Halbleiterstrukturen mit einem Distributed Bragg Reflector (DBR) verringert. Dieser DBR, der auch bei Diodenlasern angewendet wird, bildet mit der Kristalloberfläche einen optischen Resonator. Die Photokathode weist dann bei den Resonanzwellenlängen eine erhöhte Quantenausbeute auf.

**Aufbau der Arbeit**

Im folgenden Kapitel wird die Theorie der Erzeugung spinpolarisierter Elektronen aus Halbleiterphotokathoden behandelt. Ausgehend von den direkten III–V–Halbleitern mit Zinkblendegitter werden die Eigenschaften von Superlattice–Strukturen und Chalkopyriten besprochen, die eine Spinpolarisation von bis zu 100 % ermöglichen. Das dritte Kapitel gibt einen Überblick der verwendeten Apparatur und beschreibt das während dieser Promotion entwickelte Schleusensystem. Das nächste Kapitel erläutert die verwendeten Messverfahren. Den Schwerpunkt bildet dabei die Spin–Analyse durch Mott–Streuung. Die Kapitel mit den Messergebnissen schließen sich an. Sie unterteilen sich in die Messungen an dem Chalkopyriten  $\text{CdSiAs}_2$ , den verbesserten, uniaxial deformierten Schichten und den Superlattice–Strukturen. Das letzte Kapitel fasst die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen.



# Kapitel 2

## Theorie

### 2.1 Spinpolarisierte Elektronen aus III–V–Halbleitern

Die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen mit III–V–Photokathoden basiert auf geeigneter optischer Anregung von Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband. Hierbei ist die Aufspaltung des Valenzbands am  $\Gamma$ -Punkt, dies ist der Punkt  $\vec{k} = \vec{0}$ , von entscheidender Bedeutung.

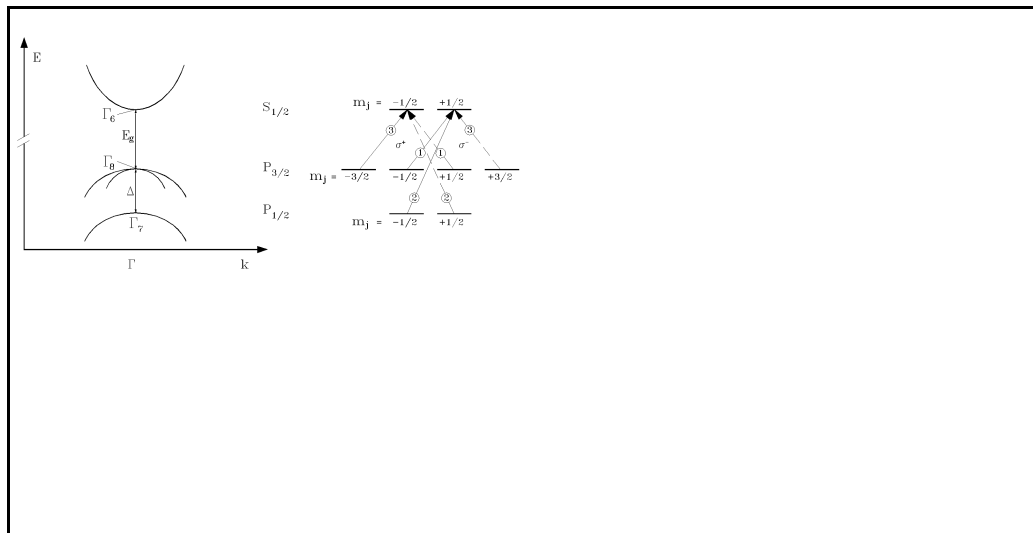


Abbildung 2.1: Bandstruktur (schematisch) von GaAs und Anregungsschema am  $\Gamma$ -Punkt bei Anregung mit zirkular polarisiertem Licht ( $\sigma^+$  durchgezogen,  $\sigma^-$  gestrichelt). Die eingekreisten Zahlen geben die relative bergangswahrscheinlichkeit an [Fed85].

Abbildung 2.1 zeigt deshalb detailliert den Bereich um den  $\Gamma$ -Punkt von GaAs, stellvertretend für direkte III-V-Halbleiter mit Zinkblendestruktur. Für andere Verbindungen, zum Beispiel die an der polarisierten Quelle des Beschleunigers MAMI verwendeten GaAsP- oder InGaP-Kristalle [Nac95], ändern sich zwar die Werte der Gap-Energie  $E_g$  und der Aufspaltung im Valenzband  $\Delta$ , die grundsätzlichen Überlegungen zur optischen Anregung können aber übertragen werden.

Die Symmetrie der Kristallstruktur, in diesem Fall die der Zinkblende, spiegelt sich in den Wellenfunktionen der Elektronenzustände wider. Diesen Elektronenzuständen kann man irreduzible Darstellungen der Symmetriegruppe des Kristalls zuordnen. Diese irreduziblen Darstellungen bezeichnet man im Falle der Zinkblendestruktur mit  $\Gamma_7, \Gamma_8$  und  $\Gamma_6$  (siehe Abbildung 2.1). Eine ausführliche gruppentheoretische Argumentation befindet sich bei [Plü94].

Hier soll die Behandlung in Anlehnung an die aus der Atomphysik bekannten S- und P-Wellenfunktionen erfolgen, die sowohl das gleiche Transformationsverhalten als auch den gleichen Entartungsgrad wie die durch die irreduziblen Darstellungen  $\Gamma_7, \Gamma_8, \Gamma_6$  klassifizierten Elektronenzustände besitzen. Deshalb gelten unter dem Dipoloperator die selben Auswahlregeln, und es folgen identische relative Übergangswahrscheinlichkeiten wie bei der gruppentheoretischen Rechnung. Nach der Zuordnung ( $\Gamma_6 \leftrightarrow S_{1/2}, \Gamma_8 \leftrightarrow P_{3/2}, \Gamma_7 \leftrightarrow P_{1/2}$ ) lässt sich im folgenden analog zur Atomphysik argumentieren: Das Valenzband ist aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung in ein  $P_{3/2}$ - und ein  $P_{1/2}$ -Niveau aufgespalten. Der  $P_{3/2}$ -Zustand ist, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, vierfach entartet, der  $P_{1/2}$ -Zustand zweifach, und der  $S_{1/2}$ -Zustand des Leitungsbands ist ebenfalls zweifach entartet. Mit Photonen, die mindestens die Gap-Energie besitzen, ist es möglich, Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband anzuregen. Wie oben erläutert, können die Auswahlregeln, die aus der Atomphysik für optische Übergänge bekannt sind, angewendet werden. Strahlt man zirkular polarisiertes Licht ein, dann gilt die Auswahlregel  $\Delta m_j = \pm 1$ . Die erlaubten Übergänge für  $\sigma^+$ -Licht sind in Abbildung 2.1 mit durchgezogenen Linien dargestellt, die für  $\sigma^-$ -Licht mit gestrichelten. Die eingekreisten Zahlen geben die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten an. Sie erhält man mit Hilfe der Störungsrechnung, indem man die Betragsquadrate von Matrixelementen der Form  $\langle f | H_{ww} | i \rangle$  bestimmt. Hierbei stehen  $f$  und  $i$  für den End- und Anfangszustand und  $H_{ww}$  für den Wechselwirkungsoperator des Dipolübergangs. Aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten ergeben sich die eingezeichneten Zahlenwerte.

Wählt man die Wellenlänge des Lichts so, da nur aus dem  $P_{3/2}$ -Niveau Elektronen in das Leitungsband angeregt werden, dann gelangen mit  $\sigma^+$ -Licht mehr Elektronen in das  $m_j = -\frac{1}{2}$  Niveau als in das  $m_j = +\frac{1}{2}$  Niveau. Man erhält ein Ungleichgewicht in den Besetzungszahlen  $N_\uparrow(m_j = +\frac{1}{2})$  und  $N_\downarrow(m_j = -\frac{1}{2})$ . Setzt man in die Definition der Polarisation,

$$P = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow},$$

die Werte der relativen bergangswahrscheinlichkeiten aus Abbildung 2.1 ein, ergibt sich ein Polarisationsgrad von  $-50\%$ . Die Impulsrichtung der Photonen legt die Quantisierungsachse fest. Die emittierten Elektronen sind also longitudinal bezuglich der Impulsrichtung der Photonen polarisiert. Wird die Photonenenergie des eingestrahltten Lichts erhht, dann findet die Anregung nicht mehr am  $\Gamma$ -Punkt statt, sondern, wie das Bandschema von Abbildung 2.1 zeigt, an Punkten mit  $\vec{k} \neq \vec{0}$ . Die angestellten berlegungen zu den bergangswahrscheinlichkeiten gelten aber nur am  $\Gamma$ -Punkt, und es erscheint plausibel, da die Polarisation abnimmt. Erreicht die Photonenenergie den Wert  $E_{Gap} + \Delta$ , dann werden zustzlich Elektronen aus dem  $P_{1/2}$ -Niveau in das Leitungsband angeregt. In Abbildung 2.1 wird deutlich, da diese Elektronen aber die Polarisation im Leitungsband verringern, da sie den unterbesetzten  $m_j = \frac{1}{2}$  Zustand bevklern.

Die erreichbare Polarisation ist bei direkten Halbleitern mit Zinkblendestruktur, wie oben dargelegt, prinzipiell auf  $50\%$  beschrnt. Dieser Polarisationsgrad wird allerdings durch Spinrelaxationsprozesse herabgesetzt, so da die zur Kristalloberflche transportierten und anschlieend emittierten Elektronen eine Polarisation kleiner als  $50\%$  besitzen. Dabei spielt nach Drouhin, Hermann und Lampel [DHL85] die elastische Elektronen-Loch-Streuung mit Spinaustausch eine wesentliche Rolle.

Die Spinrelaxation lt sich durch die Spinrelaxationszeit  $\tau_S$  quantitativ beschreiben. Sie gibt den exponentiellen Abfall der Differenz der Besetzungszahlen „Spin Up“  $N_\uparrow$  und „Spin Down“  $N_\downarrow$  an:

$$\Delta N(t) = N_\uparrow(t) - N_\downarrow(t) = \Delta N(0)e^{-\frac{t}{\tau_S}}$$

Fr die erreichbare Polarisation ist auch die mittlere Rekombinationsdauer  $\tau_R$  der Elektronen im Leitungsband wichtig, denn nur in dieser Zeit kann eine Depolarisation stattfinden. Sie bestimmt den exponentiellen Schwund der in das Leitungsband angeregten Elektronen durch Rekombination, wenn die Lichtquelle abgeschaltet wird:

$$N(t) = N(0)e^{-\frac{t}{\tau_R}}$$

Aufgrund dieser Annahme ergibt sich eine Gleichgewichtspolarisation  $P_L$  ohne Elektronenemission von:

$$P_L = \frac{\tau_S}{\tau_R + \tau_S} P_0,$$

wobei  $P_0$  die Polarisation ist, die sich ohne Spinrelaxation einstellen wrde. Dieses Ergebnis wird in [PM76] abgeleitet. Bercksichtigt man noch zustzlich die Elektronenemission, dann liegt auf der Hand, da die emittierten Elektronen eine krzere Verweildauer  $\tau_E$  im Leitungsband besitzen. Die Polarisation der emittierten Elektronen  $P_E$  ist deshalb grer als die Gleichgewichtspolarisation  $P_L$  ohne Elektronenemission. Fr  $P_E$  gilt folglich:

$$P_L < P_E < P_0$$

Man erhalt den Ausdruck für  $P_E$ , wenn man die kürzere Emissionsverweildauer  $\tau_E$  für  $\tau_R$  ( $\tau_R > \tau_E$ ) einsetzt und damit berücksichtigt, da die tatsächlich emittierten Elektronen nicht rekombinieren, sondern das Leitungsband durch Emission verlassen:

$$P_E = \frac{\tau_S}{\tau_E + \tau_S} P_0$$

$P_E$  wird um so weniger von  $P_0$  abweichen, je kleiner  $\tau_E$  im Verhältnis zu  $\tau_S$  ist. Dieses Verhältnis variiert stark von Probe zu Probe, es zeigt sich aber, da  $\tau_R$  und  $\tau_S$ , und damit auch  $\tau_E$  und  $\tau_S$ , innerhalb der gleichen Größenordnung von  $10^{-11}$  s liegen. Die Diffusionslänge im Leitungsband beträgt in dieser Zeit etwa  $1 \mu\text{m}$  [Bel73, FL77]. Deshalb kann man  $\tau_E$  verkrzen, indem man die Schichtdicken, aus denen Elektronen emittiert werden, kleiner als  $1 \mu\text{m}$  whlt. Dies wird in [PM76] diskutiert.

In diesem Abschnitt wurde verdeutlicht, da die Polarisationsgrenze von 50 % bei direkten III-V-Halbleitern mit Zinkblendestruktur in der vierfachen Entartung des Valenzbandes an der Absorptionskante begrndet ist. Will man diese Begrenzung aufheben, so mu die Entartung beseitigt werden. Ein seit 1991 erfolgreich angewandtes Verfahren ist, die Kristallsymmetrie in dnnen Schichten durch uniaxiale Deformation zu erniedrigen, um die entarteten Zustnde aufzuspalten [MG91, NAH<sup>+</sup>91]. In den beiden folgenden Abschnitten soll erklrt werden, warum dnnne Multischichten („Superlattice“) und Kristalle mit Chalkopyritstruktur ebenfalls eine zuztzliche Aufspaltung im Valenzband aufweisen.

## 2.2 Superlattice

Ausgangspunkt der Betrachtungen ist das Verhalten von Ladungstrgern in einem eindimensionalen rechteckigen Potentialtopf. Dieser Potentialtopf wird bei den Halbleitermaterialien durch Schichten mit verschiedener Bandlcke gebildet. Abbildung 2.2 zeigt dies am Beispiel von  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ .

### 2.2.1 Eindimensionaler rechteckiger Potentialtopf

Der eindimensionale rechteckige Potentialtopf ist eines der elementarsten Probleme in der Quantenmechanik. Hier soll der Fall eines Potentialtopfs der Tiefe  $V_0$  behandelt werden. Die endliche Tiefe hat zur Folge, da die Teilchen in die Barriere eindringen und man bei der Lsung zwischen den Bereichen der Barriere und des Potentialtopfs unterscheiden mu. Die Schrdingergleichung im Potentialtopf ( $V = 0$ ) lautet dann:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + k_2^2 \Psi = 0, \quad k_2 = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}.$$

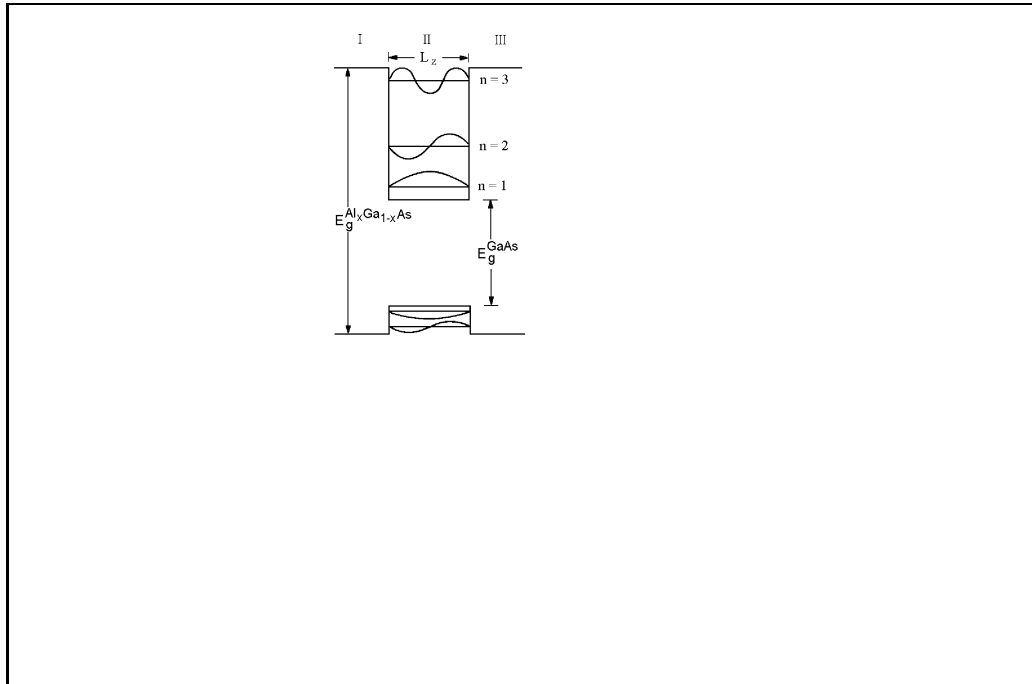


Abbildung 2.2: Ausformung der Potentialtöpfe bei  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ -Schichtpaaren: Es wird angenommen, da sich die Bänder an der Grenzschicht abrupt ändern. In der GaAs-Schicht (Bereich II) mit der kleineren Bandlücke als  $Al_xGa_{1-x}As$  (Bereiche I+III) entsteht ein Potentialtopf, in dem sich dann quantisierte Bindungszustände bilden.

In der Potentialbarriere erhält man:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - k_1^2 \Psi = 0, \quad k_1 = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar}.$$

Für Bindungszustände ( $E < V_0$ ) lautet die Lösung:

$$\Psi = Ae^{k_1 z} + Be^{-k_1 z}.$$

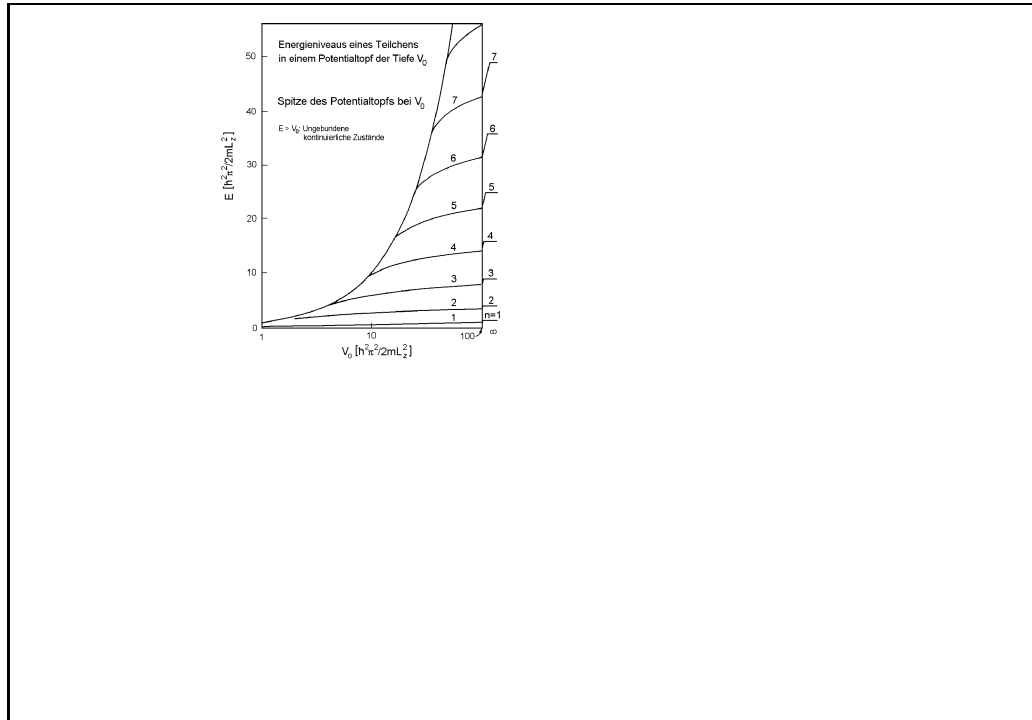


Abbildung 2.3: Energieeigenwerte gebundener Zustände in Abhängigkeit der Potentialtopftiefe  $V_0$ . Die Werte für einen unendlich hohen Potentialtopf sind an der rechten Ordinate eingetragen [Din75].

Bezeichnet man die Barrieren mit I und III mit wachsendem, positivem  $z$  und den Potentialtopf mit II, so lauten die Lösungen:

$$\begin{aligned}\Psi_I &= Ae^{k_1 z} \\ \Psi_{III} &= Be^{-k_1 z} \\ \Psi_{II} &= C \sin(k_2 z + \delta).\end{aligned}$$

Die Parameter A, B und C müssen so gewählt werden, da die Lösungen an den Grenzen I/II und II/III stetig differenzierbar sind.

Die Eigenwerte [DWH74] sind in Abbildung 2.3 wiedergegeben. Man erkennt, da die Energien der gebundenen Zustände mit kleiner werdender Höhe  $V_0$  des Potentialwalls abnehmen. Es existiert aber zu jedem  $V_0$  mindestens ein Bindungszustand.

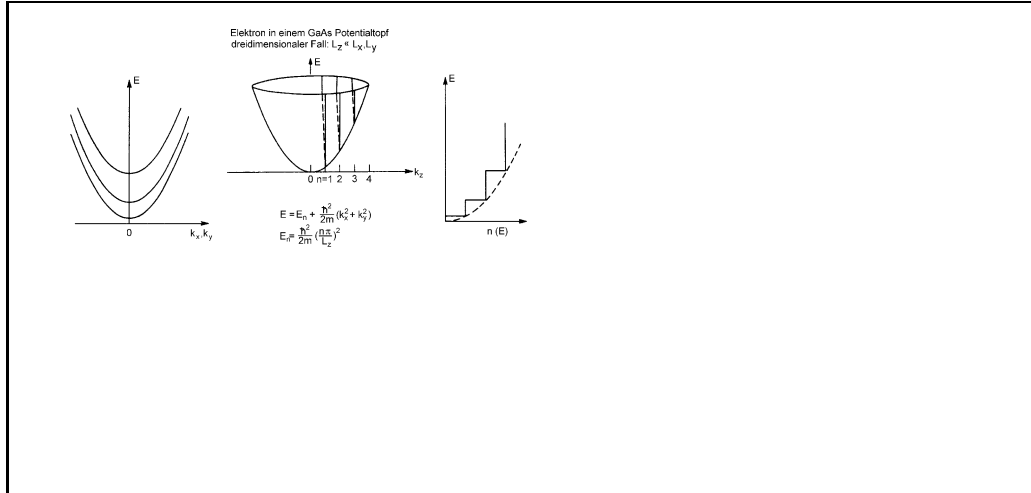


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der parabolischen Energiebänder und der Zustandsdichte bei quantisierter Energie bezüglich der  $z$ -Achse [Din75]

### 2.2.2 Teilchen im dreidimensionalen Potentialtopf

Die Erweiterung auf einen dreidimensionalen Potentialtopf mit den Abmessungen  $L_x, L_y, L_z$ , wie ihn ein realer Film darstellt, liefert folgende Eigenwerte ( $V_0 = \infty$ ):

$$E = \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad k_i = \frac{n\pi}{L_i}.$$

Für einen dünnen Film in der  $x, y$ -Ebene ( $L_z \ll L_x, L_y$ ) gilt:

$$E = E_n + \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2), \quad E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{n\pi}{L_z} \right)^2. \quad (2.1)$$

Die Schreibweise soll andeuten, da die Energieniveaus in  $k_x, k_y$ -Richtung sehr dicht liegen, und sich ein zweidimensionales Band für jeden Wert von  $E_n$  in der  $k_x, k_y$ -Ebene formt. Für ein Elektron in einem nicht entarteten Band ist die Bandstruktur in der  $k_x, k_y$ -Ebene der Struktur des ausgedehnten Kristalls ähnlich. Jedes dieser zweidimensionalen Bänder ist die Ursache dafür, da die gemeinsame Zustandsdichte treppenförmig mit der Energie zunimmt. Abbildung 2.4 zeigt diese Merkmale beispielhaft an einem Elektron in einem nicht entarteten Leitungsband von GaAs.

Wendet man dieses Modell, das in den beiden vorherigen Abschnitten entwickelt wurde, auf eine reale dünne Schicht an, resultieren aus der Quantisierung der Bewegung senkrecht zur Schicht diskrete Bindungszustände, und die Energie des niedrigsten Bindungszustands nimmt mit abnehmender Schichtdicke zu. Dieser Sachverhalt wird in der Literatur mit „Quantum Size Effect“ (QSE) bezeichnet.

### 2.2.3 Der Quantum Size Effect bei ultradnnen AlGaAs/GaAs Heterostrukturen

Mit dem Molecular Beam Epitaxy(MBE)–Verfahren bei der Halbleiterherstellung gelang ein Durchbruch in der Untersuchung des Quantum Size Effects an Halbleiterstrukturen, da mit dieser Methode die Herstellung sehr dnnner und extrem gleichmiger Schichten mglich ist.

GaAs und  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  sind fr  $x < 0.4$  direkte Halbleiter mit Zinkblendestruktur, deren Gitterkonstanten beinahe angepat sind (GaAs: 0.5658 nm  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ : 0.5660 [GMS92]). Da  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  eine grere Bandlcke besitzt als GaAs, ndert sich diese an den Grenzschichten abrupt. Im allgemeinen kann sich diese Diskontinuitt beliebig auf Leitungs– und Valenzband verteilen. Fr die betrachteten  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  Heterostrukturen zeigt sich [Vec69, AAK<sup>+</sup>69], da der grte Anteil dieser Energiedifferenz auf das Leitungsband entflit. Unter Vernachlssigung der Bandbiegung veranschaulicht Abbildung 2.2 die Bandkanten. Die Energie der Ladungstrger, die in der GaAs–Schicht gefangen sind, beschreibt Gleichung 2.1, in der noch die unbekannte Potentialtopftiefe bercksichtigt werden mu. Die Quantisierung der Bewegung in  $z$ –Richtung hebt die Energie des Leitungsbandbodens um  $\frac{\hbar^2\pi^2}{2mL_z^2} [eV]$  an, und in der  $k_z$ –Richtung weicht das Kontinuum von Bandzustnden einer Menge diskreter quantisierter Niveaus. Bnder existieren weiter in den  $k_x, k_y$ –Richtungen.

Die Bandstruktur kann mit Hilfe optischer Absorption untersucht werden [DWH74]. Abbildung 2.5 zeigt die erwarteten Absorptionsspektren. Kurve a) entspricht dem Absorptionsspektrum an einem ausgedehnten GaAs–Kristall an der Bandkante. Die Energie des direkten bergangs betrgt bei GaAs bei 2K 1.5192 eV [Sel72]. Durch die Coulombwechselwirkung zwischen einem Loch im Valenzband und einem angeregten Elektron im Leitungsband entsteht ein Bindungszustand (Exciton) mit der Bindungsenergie 4.2 meV. Dieses Exciton dominiert das Absorptionsspektrum direkt an der Bandkante. Im Graphen b) ist die Zustandsdichte in Abhngigkeit von der Energie dargestellt. Die gestrichelte Kurve steht fr die Verhltnisse in ausgedehntem GaAs, whrend der durchgezogene, stufenfrmige Verlauf eine dnnne Schicht mit quantisierten Energieniveaus in  $k_z$ –Richtung beschreibt. Im Schema c) ist das Absorptionsspektrum an einer dnnen Schicht mit und ohne Excitonen dargestellt.

Whrend Abbildung 2.5 das erwartete Absorptionsspektrum zeigt, gibt Abbildung 2.6 gemessene Absorptionsspektren an sechs GaAs/ $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  Strukturen mit unterschiedlicher Schichtdicke wieder. Bei einer Schichtdicke von 4000 Å unterscheidet sich das Spektrum nicht von dem eines ausgedehnten GaAs–Kristalls. Sinkt die Schichtdicke unter 500 Å, verndert sich das Spektrum aufgrund des QSE signifikant. Deutlich sieht man bei der Schichtdicke von 210 Å den zweiten Peak bei hherer Anregungsenergie, der anzeigt, da das zweite Niveau angeregt wird. Der Einsatz der Absorption verschiebt sich



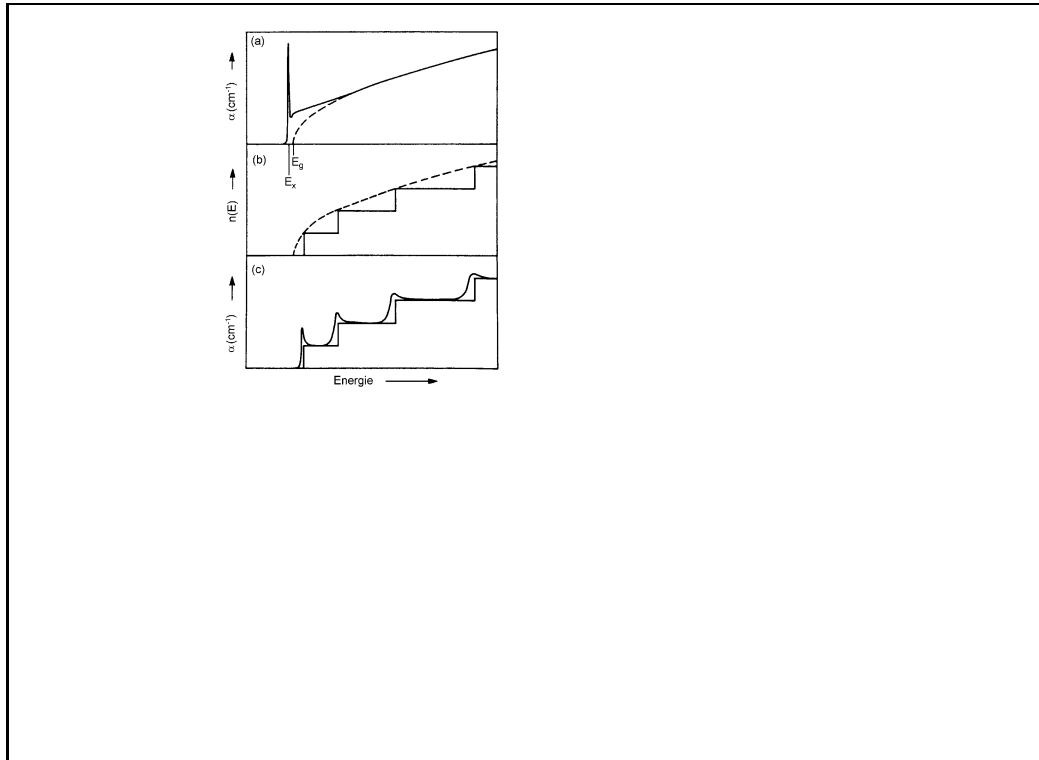


Abbildung 2.5: a) Erwartetes Absorptionsspektrum an einem ausgedehnten GaAs-Kristall unter Berücksichtigung von Excitonen mit der Zustandsdichte des Leitungsbands. b) Zustandsdichte des Leitungsbands eines ausgedehnten GaAs-Kristalls (gestrichelt) im Vergleich mit der einer dnnen Schicht (durchgezogen). c) Erwartetes Absorptionsspektrum einer dnnen Schicht unter Berücksichtigung der Excitonen mit Zustandsdichte des Leitungsbands [Din75]

mit abnehmender Schichtdicke zu greren Energien, und die einzelnen Peaks wandern proportional zu  $\frac{1}{L_z^2}$  auseinander.

Verkleinert man weiter die Schichtdicke, dann zeigt sich, da der bergang an der Bandkante nochmals aufspaltet. Abbildung 2.6 zeigt dies fr Schichtdicken bis hinab zu 70 Å.

Quantitativ kann man diese Daten verstehen, wenn man den QSE als axiale Strung behandelt, die das entartete Valenzband mit  $p = \frac{3}{2}$  in die  $m_j = \pm\frac{3}{2}, m_j = \pm\frac{1}{2}$  Kombinationen aufspaltet, die folgende äquivalenten Massen besitzen [DWH74]:

$$\begin{aligned} \pm\frac{3}{2} &\simeq 0.45m_0 \\ \pm\frac{1}{2} &\simeq 0.08m_0 \end{aligned}$$

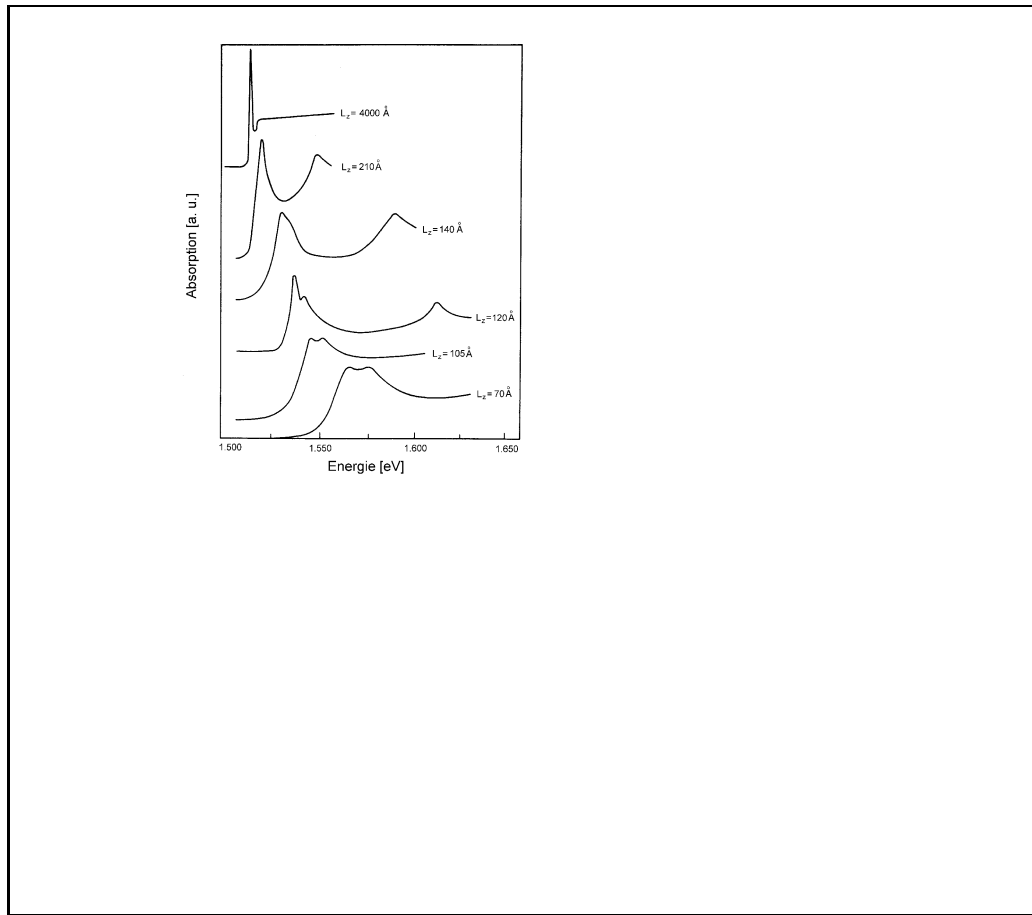


Abbildung 2.6: Absorptionsspektren an GaAs-Schichten unterschiedlicher Schichtdicke  $L_z$ : Mit abnehmender Schichtdicke steigt die Grundzustandsenergie an, und bei Schichtdicken unter  $140 \text{ \AA}$  spaltet der Grundzustand auf [Din75].

Diese werden aufgrund ihrer verschiedenen Massen auch als schwere und leichte Lcher bezeichnet. Setzt man diese Massen in die Gleichung 2.1 ein, so erkennt man, da die Grundzustandsenergie umgekehrt proportional zur Masse ist und dieses Verhalten mit  $\frac{1}{L_z^2}$  skaliert. Das heit, da je dnnner die Schicht ist, desto strker wird die Entartung zwischen den  $m_j = \pm\frac{3}{2}$  und  $m_j = \pm\frac{1}{2}$  Zustnden aufgehoben.

## 2.2.4 Superlattice

Die bisher angestellten berlegungen an einem einzelnen Potentialtopf bezglich der Aufspaltung am Valenzbandmaximum gelten auch noch, wenn mehrere dieser Potentialtpfe miteinander kombiniert werden. Allerdings mu beachtet werden, da die Potentialtpfe bei hinreichend dnnen Barrieren ber den quan-

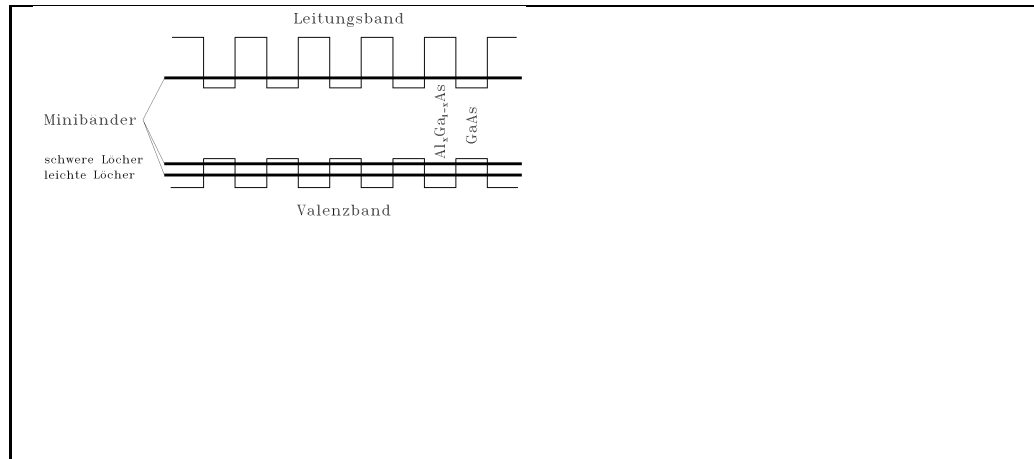


Abbildung 2.7: Ausschnitt eines  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ -Superlattice. Die entstehenden Minibänder spalten im Valenzband in die der leichten und schweren Löcher auf.

tenmechanischen Tunneleffekt miteinander verbunden sind. Dies führt zum Beispiel bei 2 Potentialpfen (3 Barrieren) dazu, da jeder Zustand in eine symmetrische und eine antisymmetrische Kombination aufspaltet. Bei vielen Barrieren ( $n > 10$ ) verschmieren die Niveaus zu Bändern, den sogenannten Minibändern. Diese Halbleiterstrukturen werden „Superlattice“ genannt (siehe Abbildung 2.7). Die zentrale Eigenschaft einer Superlattice-Struktur ist, da sie ein periodisches Potential darstellt – ähnlich dem Potential des Kristallgitters – aber mit Strukturen, die sehr viel größer als atomare Dimensionen sind.

## 2.3 Chalkopyrite

Im folgenden werden die Eigenschaften von II-IV-V<sub>2</sub> Verbindungshalbleitern mit Chalkopyritstruktur diskutiert, die eine Spinpolarisation von über 50% erwarten lassen.

### 2.3.1 Kristallgitter

Chalkopyrite können als ternäres Analogon zu den III-V bzw. II-VI Halbleitern angesehen werden. Man kann sie aus den binären Verbindungen ableiten, indem man ein Atom durch zwei, aus den benachbarten Hauptgruppen stammenden Atomen, geordnet substituiert. Ausgehend von einem Element der vierten Hauptgruppe zeigt dies Abbildung 2.8: Ersetzt man bei einem III-V Halbleiter das Element aus der III. Gruppe durch je ein Element aus der II.

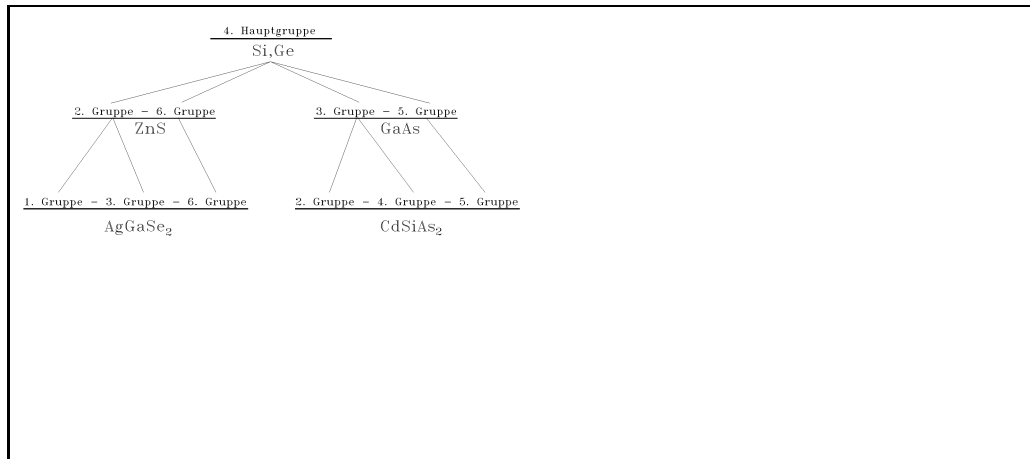


Abbildung 2.8: *Ableitung der Chalkopyrite von einem Halbleiter der 4. Hauptgruppe: Chalkopyrite vom Typ I-III-VI<sub>2</sub> von einem II-VI Halbleiter, solche vom Typ II-IV-V<sub>2</sub> von einem III-V Halbleiter*

und IV. Gruppe, erhält man eine II-IV-V<sub>2</sub> Verbindung. Ein natürlich vorkommender Chalkopyrit ist Kupferkies (CuFeS<sub>2</sub>).

Das Chalkopyritgitter besitzt tetragonale Symmetrie. Die Elementarzelle des tetragonalen Gitters geht durch Verdopplung aus der kubischen Elementarzelle des Zinkblendegitters hervor. Abbildung 2.9 zeigt die Elementarzelle des Chalkopyriten in direktem Vergleich zu zwei Elementarzellen der Zinkblendestruktur. Die Höhe der Elementarzelle, die in Richtung der z-Achse liegt, soll im folgenden mit  $c$  und die Breite mit  $a$  bezeichnet werden. In einem Chalkopyrit-Halbleiter  $AB_2C_2$  ist jedes A- und B-Atom tetraedrisch zu vier C-Atomen angeordnet. Die tetragonale Symmetrie geht bei zufälliger Anordnung der A- und B-Atome in die kubische Symmetrie der Zinkblendestruktur über. Die Chalkopyritstruktur kann deshalb als Überstruktur zu dem Zinkblendegitter mit einem  $c/a$ -Verhältnis von fast 2 gesehen werden. Die Tatsache, dass die Wechselwirkung und damit die Bindungslänge zwischen A-C und B-C in der Regel unterschiedlich sind – zusammen mit der geordneten Platzierung der A- und B-Atome im Gitter – bewirkt eine Störung der tetragonalen Struktur, deren Größe sich mit  $2 - c/a$  messen lässt. Da  $2 - c/a$  für die meisten Chalkopyrite größer als Null ist, bedeutet dies, dass sich im Gitter das C-Atom vom A-Atom weg- und zum B-Atom hinbewegt.

### 2.3.2 Bandstruktur

Im vorherigen Abschnitt wurde betont, dass die II-IV-V<sub>2</sub> Chalkopyrit-Halbleiter das einfachste ternäre Analogon zu den III-V Zinkblende-Halbleitern darstellen. Es liegt deshalb auf der Hand, die Chalkopyrit-Bandstruktur ausgehend von der Zinkblende-Bandstruktur zu entwickeln. Obwohl die Chal-

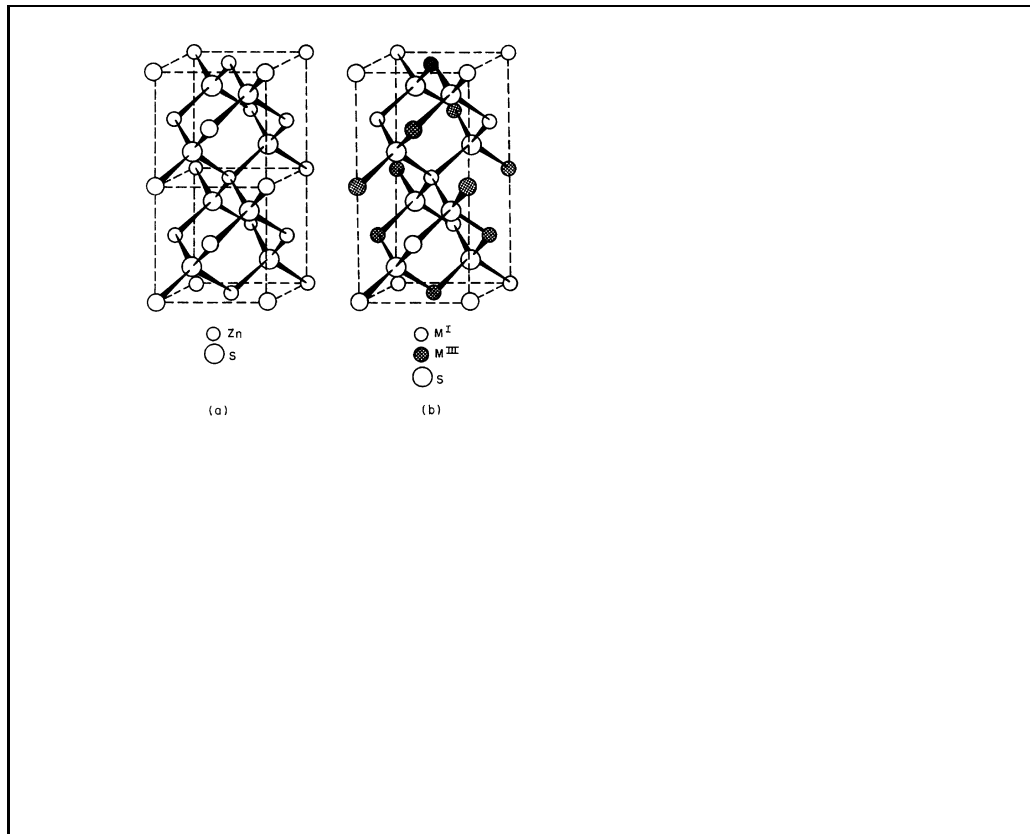


Abbildung 2.9: Vergleich zweier Einheitszellen eines Zinkblendegitters (a) und der Einheitszelle eines Chalkopyritgitters (b) [SW75]

kopyritstruktur der Zinkblendestruktur stark hnelt, sind folgende drei nicht-kubische Aspekte aus dem vorhergehenden Abschnitt offensichtlich:

- Eine Kompression des Gitters lngs der z-Achse ( $c \leq 2a$ )
- Eine Strung in der Anion (C-Atom) Plazierung im Gitter
- Eine Verdopplung der Elementarzelle in der z-Richtung (Abb. 2.9)

Die Annherung an die Bandstruktur der ternren Verbindung ber die Bandstruktur des binren Analogons ist gerade an der Bandlcke sinnvoll. Dies zeigt schon die hnlichkeit der Energielcke bei den ternren und binren Verbindungen ( $\pm 0.3$  eV).

In Abbildung 2.10 sind die erste Brillouin-Zone des Chalkopyriten und der Zinkblende dargestellt. Da die Elementarzelle des Chalkopyriten grer ist als die der Zinkblende, kehrt sich das Grenverhlttnis der Brillouin-Zonen im reziproken Gitter von Chalkopyrit und Zinkblende um. Die Brillouin-Zone des Chalkopyriten ist in Abbildung 2.10 in die der Zinkblende eingezeichnet. Ent-

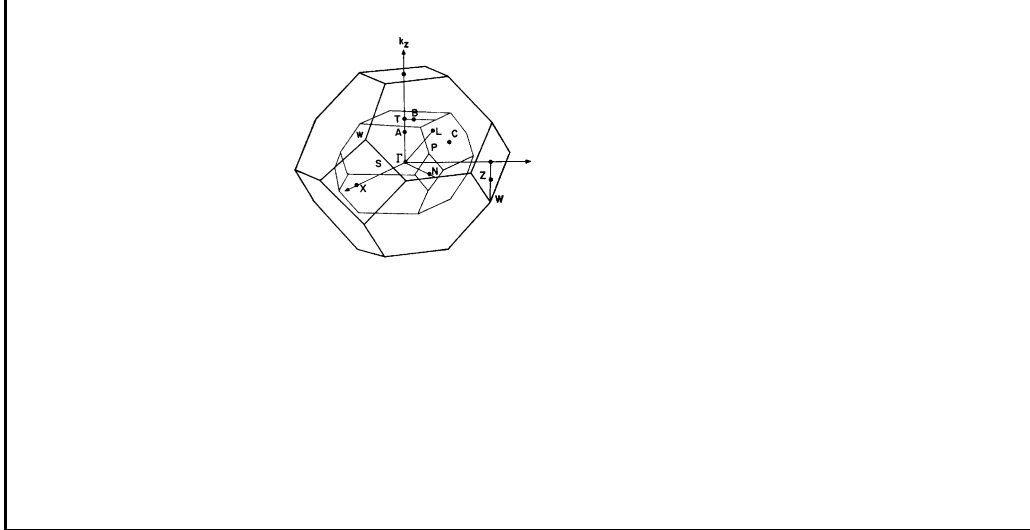


Abbildung 2.10: Brillouin-Zone des Chalkopyritgitters, eingebettet in die des Zinkblendegitters [SW75]

sprechend gibt es eine Abbildung der Symmetriepunkte der Brillouin-Zone des Zinkblendegitters auf die des Chalkopyritgitters [KPC68].

Qualitativ gibt es zwei Klassen von Bandstrukturen: Direkte Halbleiter (abgeleitet von GaAs) und indirekte Halbleiter (abgeleitet von GaP). Die Bandstruktur von  $\text{ZnGeAs}_2$  – stellvertretend für die Gruppe der direkten Chalkopyrite – ohne Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung zeigt Abbildung 2.11. Wie für ein ternäres Analogon von GaAs erwartet, ist der Übergang direkt und liegt am  $\Gamma$ -Punkt. Der  $\Gamma_1$ -Zustand am Leitungsbandboden ist vergleichbar mit dem  $\Gamma_1$ -Zustand von GaAs. Der dreifach entartete  $\Gamma_{15}$ -Zustand an der Valenzbandoberkante von GaAs wird in einen nichtentarteten  $\Gamma_4$ -Zustand bei einem zweifach entarteten  $\Gamma_5$ -Zustand aufgespalten. Optische Übergänge vom  $\Gamma_4$ -Zustand in das Leitungsbandminimum sind nur erlaubt, wenn der elektrische Dipol  $\vec{E}$  parallel zu  $\vec{z}$  liegt ( $\vec{E} \parallel \vec{z}$ ), hingegen Übergänge von  $\Gamma_5$  nach  $\Gamma_1$  nur für  $\vec{E} \perp \vec{z}$ . Berücksichtigt man die Spin-Bahn-Kopplung, dann spaltet der  $\Gamma_5$ -Zustand in einen  $\Gamma_7$ - unter einem  $\Gamma_6$ -Zustand auf, und die Auswahlregeln bezüglich der Polarisation gelten nicht mehr streng.

Hopfield [Hop60] entwickelte das quasikubische Modell, um die Aufspaltung eines p-artigen Niveaus eines kubischen Kristallfelds durch eine nichtkubische Struktur und Spin-Bahn-Kopplung quantitativ zu beschreiben. Er erhält für die Energien der  $\Gamma_7$ -Zustände, bezogen auf den  $\Gamma_6$ -Zustand in einem Chalkopyritkristall, folgenden Ausdruck:

$$E_{1,2} = -\frac{1}{2}(\Delta_{so} + \Delta_{cf}) \pm \frac{1}{2} \left[ (\Delta_{so} + \Delta_{cf})^2 - \frac{8}{3} \Delta_{so} \Delta_{cf} \right]^{\frac{1}{2}},$$

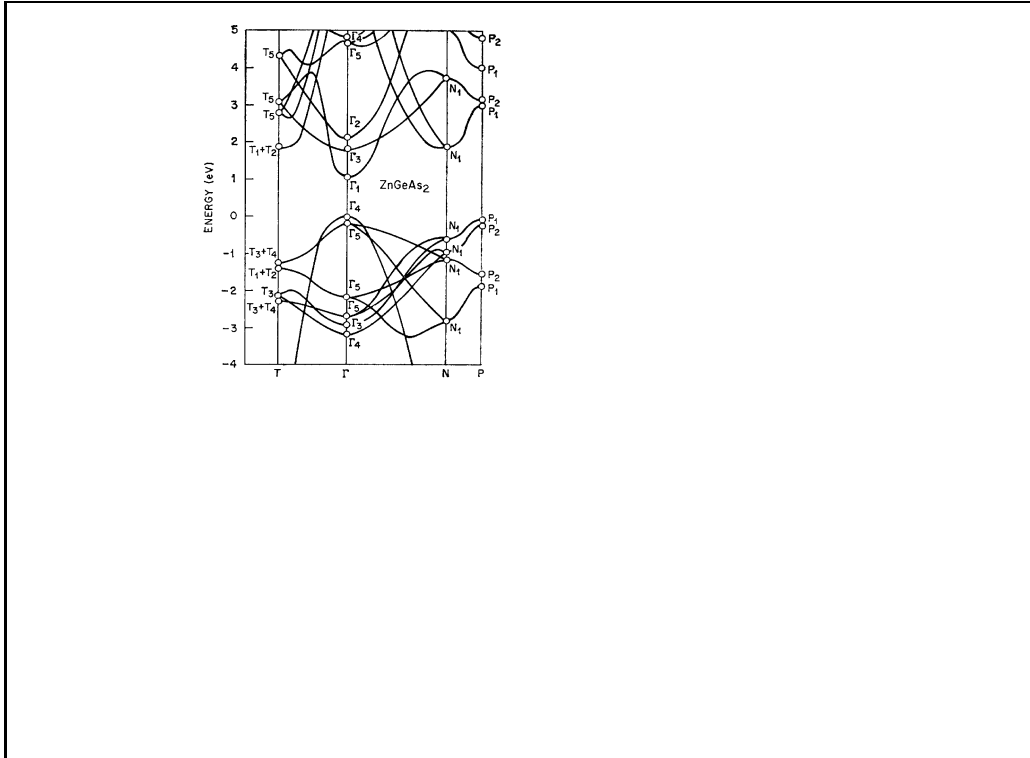


Abbildung 2.11: *Nherung der Bandstruktur von  $ZnGeAs_2$  durch Einbetten der  $GaAs$ -Bandstruktur in die Brillouin-Zone des Chalkopyriten ohne Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung [Shi73]*

wobei  $\Delta_{so}$  die Spin-Bahn-Aufspaltung in einem kubischen Feld und  $\Delta_{cf}$  die Kristall-Feld-Aufspaltung ohne Spin-Bahn-Wechselwirkung angibt. Das Modell liefert auch das Verhlnis der bergangsentensitten fr die verschiedenen Polarisationen des eingestrahltten Lichts. Das Intensittsverhlnis bei einem bergang von einem gegebenen  $\Gamma_7$ -Zustand in den  $\Gamma_6$ -Zustand fr polarisiertes Licht senkrecht ( $\perp$ ) oder parallel ( $\parallel$ ) bezglich der  $z$ -Achse ist gegeben durch:

$$\frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} = \left( 2 + 3 \frac{E}{\Delta_{so}} \right)^2 .$$

Obwohl die Chalkopyrit-Struktur drei verschiedene nichtkubische Aspekte besitzt (Kompression entlang der  $z$ -Achse  $c \leq 2a$ , Versetzung der Anionen und Verdopplung der Einheitszelle), wird die Aufspaltung  $\Delta_{cf}$  durch das nichtkubische Potential, das mit der eingebauten Gitterkompression von einigen Prozent entlang der  $z$ -Achse verbunden ist, dominiert. Dies wird am III-V Analogon zu  $CdSnP_2$ ,  $InP$ , deutlich. Wird dieser Kristall lngs der  $[001]$  Achse gestaucht, dann ist die Kristallaufspaltung des Valenzbandmaximums gegeben durch:

$$\Delta_{cf} = \frac{3}{2} b(2 - c/a),$$

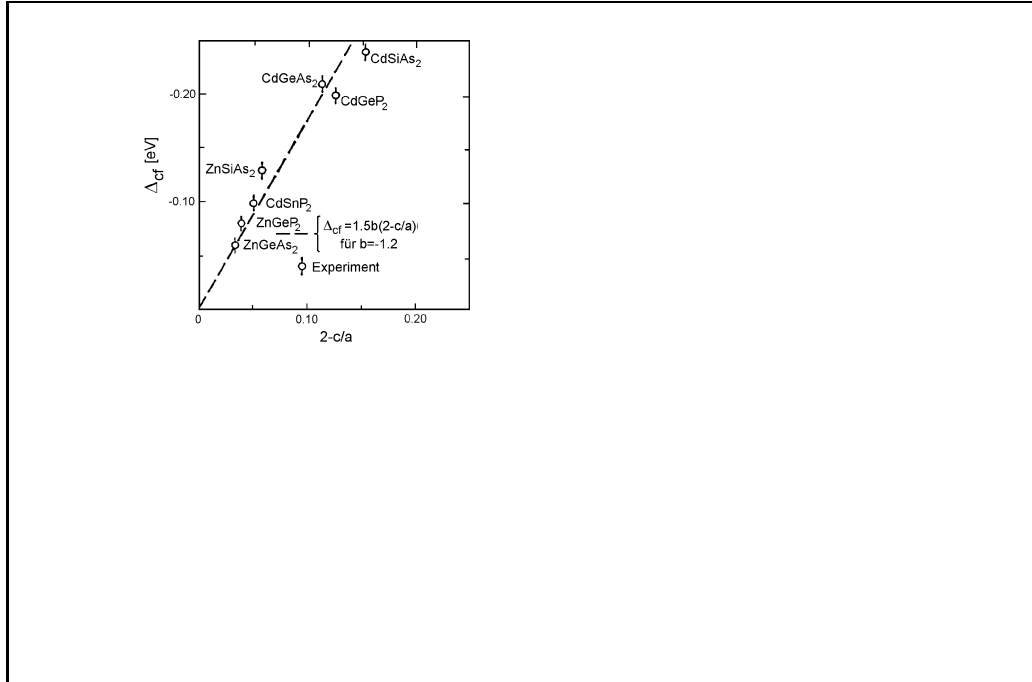


Abbildung 2.12: Aufgetragen ist die experimentell ermittelte Kristall-Feld-Aufspaltungen  $\Delta_{cf}$  gegen die Gitterkompression  $2 - c/a$ . Die gestrichelte Gerade korrespondiert mit einem Deformationspotential  $b = -1.2$ .

wobei  $b$  das Deformationspotential von InP bezeichnet. Setzt man in diese Gleichung das Deformationspotential von InP und die Gitterkonstanten von  $\text{CdSnP}_2$  ein, dann erhält man  $\Delta_{cf} = -0.12 \text{ eV}$ , was in guter bereinstimmung zu dem gemessenen Wert von  $-0.10 \text{ eV}$  steht. In Abbildung 2.12 sind die experimentellen Werte für  $\Delta_{cf}$  einiger Chalkopyrit-Verbindungen gegen die Kompression  $2 - c/a$  aufgetragen. Die gestrichelte Linie gibt die obige Gleichung mit  $b = -1.2$  wieder. Die Dominanz der Gitterkompression bei der Aufspaltung des Valenzbands wird auch durch den in Abbildung 2.12 nicht enthaltenen Chalkopyrit  $\text{ZnSnAs}_2$  bestätigt, der mit  $c/a = 2$  keine Kompression und deshalb auch keine Aufspaltung des Valenzbands aufweist.

Die Analogie zu den deformierten Schichten ist deutlich sichtbar: Wie bei den uniaxial deformierten dünnen Schichten wird die Aufspaltung an der Valenzbandoberkante bei dem Chalkopyriten durch die Deformation des Gitters erreicht. Der Vorteil des Chalkopyriten besteht darin, daß diese Deformation intrinsisch in der ganzen Tiefe des Kristalls vorliegt und man deshalb nicht in der Schichtdicke limitiert ist.



# Kapitel 3

## Apparativer Aufbau

Die Apparatur zur Messung der Spinpolarisation basiert auf einer Anordnung von Gasteyer und Belz [Gas88, Bel87, Nef93, Doc93]. Der folgende Abschnitt gibt deshalb nur einen Überblick des Gesamtaufbaus und konzentriert sich auf die Veränderungen und Erweiterungen, die im Rahmen dieser Promotion vorgenommen wurden.

### 3.1 Das Vakuumsystem

Die Präparation der Kristalloberflächen zur negativen Elektronenaffinität erfordert bestmögliches Vakuum. Um dies zu gewährleisten, sind alle Komponenten in Ultrahochvakuumtechnik ausgeführt. Da sich in Untersuchungen zur Lebensdauerproblematik [Fis94] der Restdruck als entscheidendes Kriterium herausstellte, wurden die bestehenden Pumpen (Zwei Ionengetterpumpen mit Saugleistungen von  $200\text{l/s}$  und  $600\text{l/s}$ ) durch eine NEG-Pumpe (Non Evaporable Getters) ( $200\text{l/s}$ ) ergänzt. Mit dieser Kombination wird ein Basisdruck von  $9 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$  erreicht. Abbildung 3.1 zeigt eine Gesamtansicht des Vakuumsystems, das sich in folgende Bereiche gliedert:

- Kristallkammer
- Umlenker
- Mott-Detektor
- Schleuse

#### 3.1.1 Kristallkammer

In der Kristallkammer befinden sich die Photokathoden auf einem Karussell, mit dem sie an die verschiedenen Mepositionen gedreht werden können. Die

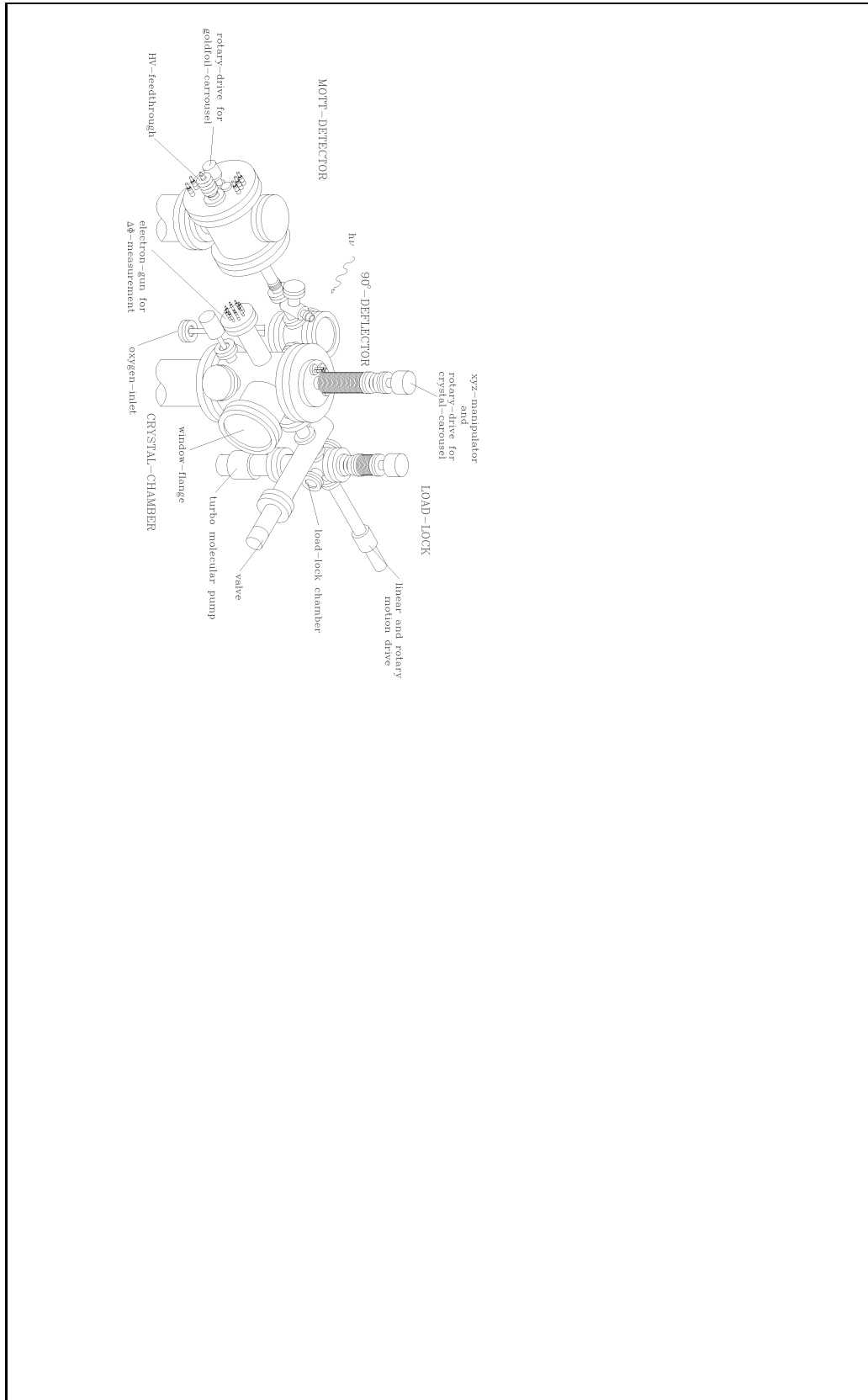


Abbildung 3.1: Gesamtansicht der Apparatur

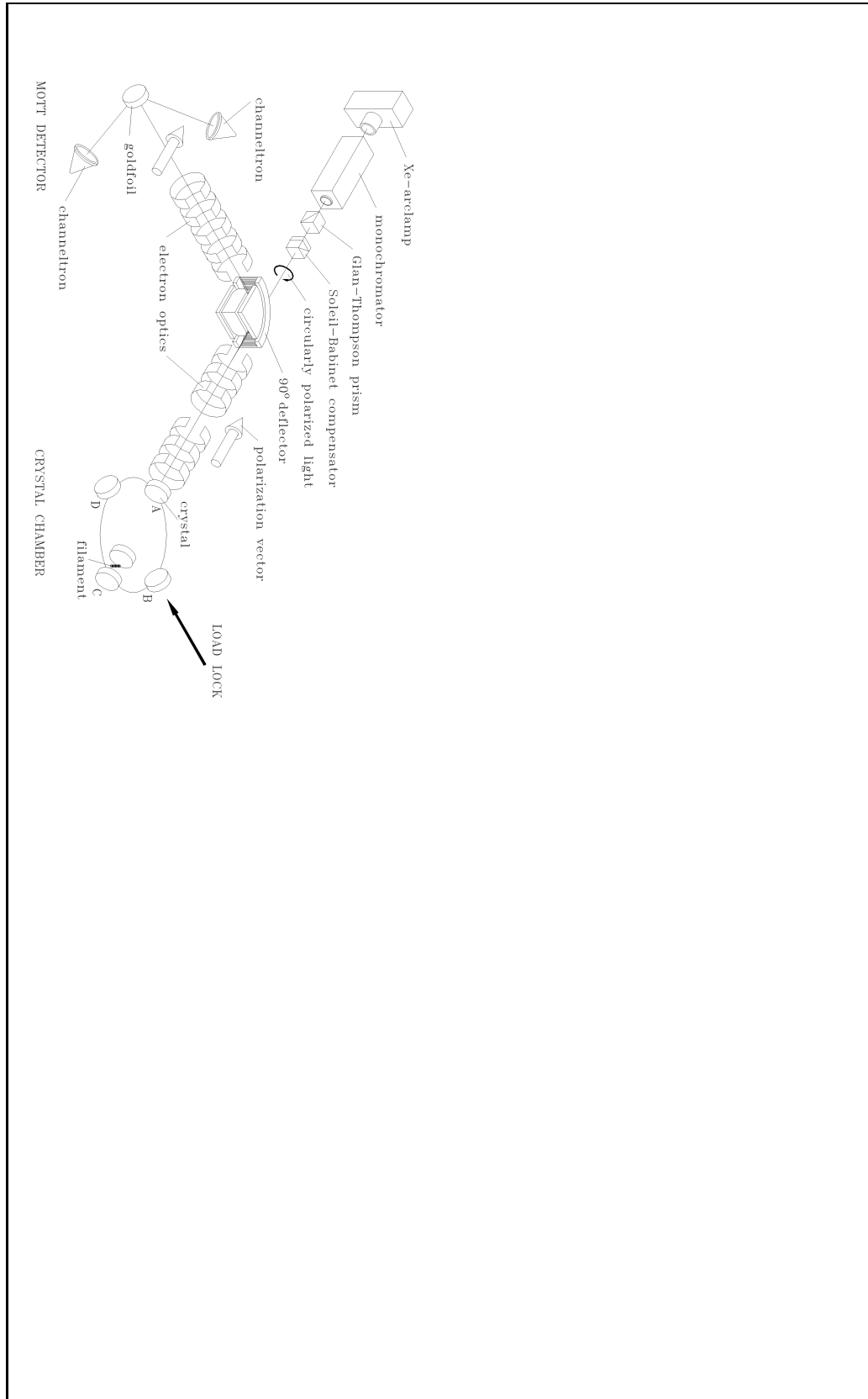


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Meopticonen

Funktionen der Positionen werden in dem Schema der Abbildung 3.2 deutlich. In Position A) kann die Photokathode beleuchtet und mit Cs und O<sub>2</sub> zu negativer Elektronenaffinität präpariert werden. Für die O<sub>2</sub>-Gabe wurde das vorhandene Silberrohrchen durch ein O<sub>2</sub>-Gasreservoir mit einem Dosierventil ersetzt. Beim kontrollierten Einbringen von Sauerstoff mit dem Silberrohrchen nutzt man aus, da Silber in erhitztem Zustand für den atmosphärischen Sauerstoff durchlässig wird. Mit dem Dosierventil kann jedoch der O<sub>2</sub>-Fluss schneller angepasst werden und der verabreichte Sauerstoff ist reiner, da nicht wie beim Erhitzen des Silberrohrchens Adsorbate in das Vakuum freigesetzt werden. In dieser Position wird auch die Polarisationsmessung durchgeführt.

Stellung B) dient dem Einsetzen der Probenhalter in das Kristallrad beim Einschleusevorgang.

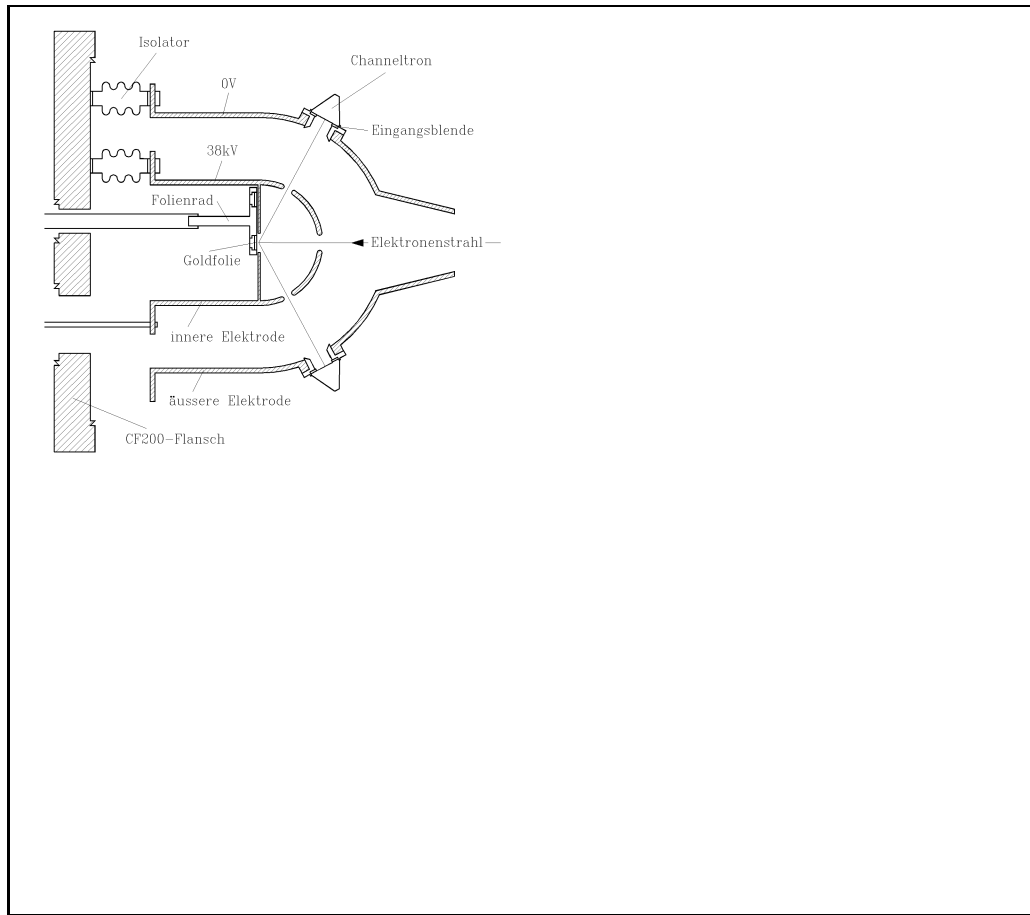
In Position C) werden die Kristalle durch Ausheizen mit einer Wolframwendel gereinigt. Über das Maß der thermischen Strahlungsleistung hinaus kann mit Elektronenbombardement die Heizleistung erhöht werden. Die Temperatur, die sich alleine mit der Strahlungsheizleistung einstellt, beträgt 540° C. Auf der anderen Seite der Heizwendel befindet sich im gleichen Abstand wie die Probe ein Referenzkristall mit einem Thermoelement. Mit ihm wurden die für die verschiedenen Ausheiztemperaturen benötigten Heizleistungen ermittelt.

Position D) dient zur Messung der Austrittsarbeit mit einer Elektronenkanone nach der Gegenspannungsmethode. Eine ausführliche Beschreibung der Methode befindet sich bei [Nef93, Plü94].

### 3.1.2 Umlenker

Im Zeitraum dieser Promotion wurde der Umlenker zusammen mit der Elektronenoptik im Rahmen einer Diplomarbeit von B. Sauer neu konstruiert [Sau95]. Er dreht den Elektronenimpuls durch ein elektrostatisches Feld eines Zylinderkondensators um 90°. Die Orientierung des Elektronenspins bleibt bei der kinetischen Energie der Elektronen von 1500 eV konstant: Nach Durchlaufen des Umlenkers ist die longitudinale Spinpolarisation, die am Kristall erzeugt wurde, in eine transversale Spinpolarisation überführt. Dies ist notwendig, da nur transversal polarisierte Elektronen eine Asymmetrie bei der Mott-Streuung erzeugen (siehe Abschnitt 4.4).

Der Zylinderkondensator muss so gestaltet sein, da auch das Licht, mit dem die Elektronen in der Halbleiterkathode angeregt werden, den Umlenker passieren kann (siehe Abbildung 3.2). Deshalb wird das räumliche Potential des Zylinderkondensators durch ein Drahtgitter geformt. Das Drahtgitter besitzt für das streifend einfallende Licht eine Transparenz von 93%. Fest verbunden mit dem Umlenker ist die Elektronenoptik, die einen Transport der emittierten Elektronen vom Kristall zur Goldfolie des Mott-Detektors mit einer Transmission von über 95% gewährleistet. Die hier beschriebene Kombination von Umlenker und Elektronenoptik verbessert die Nachweisempfindlichkeit

Abbildung 3.3: *Schnittzeichnung des Mott-Detektors*

bei der Polarisationsmessung gegenüber der alten Konstruktion um den Faktor 100.

### 3.1.3 Mott-Detektor

Der verwendete Mott-Detektor gehört zur Gruppe der Gegenfeldpolarimeter. Er weist sphärische Elektrodengeometrie auf: Im Mittelpunkt zweier konzentrischer Halbkugeln, der inneren und ueren Elektrode, befindet sich die Streufolie aus Gold. (Abbildung 3.3)

Die Elektronen treten durch eine trichterfrmige ffnung der ueren Elektrode in den Mott-Detektor ein und werden durch die innere Elektrode auf die Goldfolie beschleunigt. Die innere Elektrode und die Goldfolie liegen auf einem Potential von +38 keV. Der Nachweis der Elektronen erfolgt unter einem Winkel von  $118^\circ$ , da bei diesem Streuwinkel die Shermanfunktion und bei gegebener Polarisierung auch die gemessene Asymmetrie ein Maximum besitzen. Nach der Streuung treten die Elektronen durch jeweils eines der zwei Lcher

in der inneren Elektrode, durch die der Streuwinkel definiert wird, und laufen auf dem Weg zum Channeltron gegen das Feld zwischen innerer und uerer Elektrode. Am Channeltroneingang befindet sich eine Blende, die auf ein von der ueren Elektrode unabhängiges Potential gelegt werden kann. Dadurch wird der maximal zugelassene Energieverlust  $\Delta E$  bestimmt, den die Elektronen bei der Streuung erleiden drfen, um noch in das Channeltron zu gelangen. Der Energieverlust hat zentrale Bedeutung bei der Mott–Streuung, weil die theoretische Shermanfunktion nur fr elastisch gestreute Elektronen bekannt ist. In der experimentellen Praxis hingegen werden die meisten Elektronen inelastisch gestreut, d.h.mit  $\Delta E > 0$ . Der Mott–Detektor wird deshalb mit endlichem Energieverlust betrieben, um eine befriedigende Zhlstatistik zu erreichen. Fr jeden Energieverlust mu dann der Mott–Detektor geeicht werden, indem die effektive Shermanfunktion ermittelt wird. Mit dem Meverfahren und der Eichmethode beschftigt sich Abschnitt 4.5.

### 3.1.4 Schleuse

Die im Rahmen dieser Promotion an der Apparatur installierte Schleuse erlaubt das Austauschen der Proben, ohne das Vakuum zu brechen. Dies steigert die Leistungsfhigkeit einer UHV<sup>1</sup>–Apparatur erheblich, in der viele Proben untersucht werden sollen. Ohne Schleuse ist jeder Probenwechsel mit einem Ausheizzyklus der gesamten Apparatur von einer Woche verbunden,

---

<sup>1</sup>Ultra HighVacuum

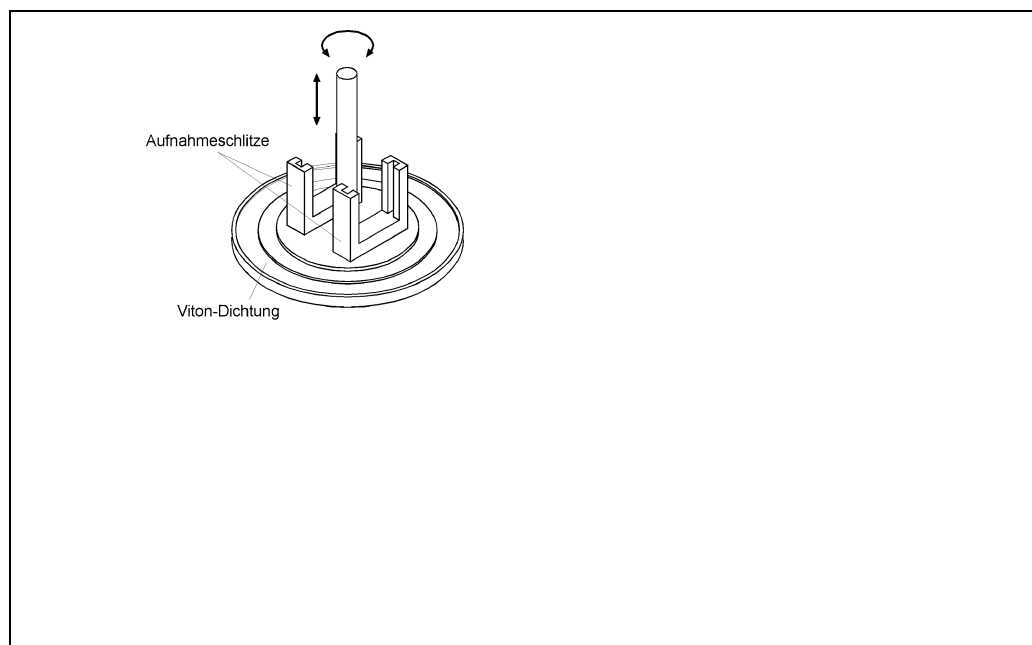


Abbildung 3.4: Probenaufnahme im Transfergef

um wieder UHV-Bedingungen zu erreichen. Abgesehen von dem Zeitaufwand ist es durch das Brechen des UHV's mit jedem Probenwechsel schwierig, gleiche Bedingungen für die verschiedenen Proben zu gewährleisten. Zum Beispiel zeigt der Cs-Dispenser während der ersten Betriebsstunden nach dem Öffnen und erneuten Ausheizen der Apparatur noch deutliche Verunreinigungen. Die Untersuchung des Chalkopyriten  $\text{CdSiAs}_2$  setzt eine Schleuse zwingend voraus, da er sich bei der Ausheiztemperatur der Apparatur von  $200^\circ\text{C}$  zersetzen würde.

An das Schleusensystem werden folgende Anforderungen gestellt:

- Die Reinigung durch Kathodenzerstüben in der Schleusenkammer: Dies erfordert neben einer Ionenkanone an der Schleusenkammer auch die isolierte Halterung der Proben, um die Ionendosis messen zu können.
- Einbringen der Proben ohne Luftkontakt mit einem angepassten Transfergefäß.
- Aufnahmemöglichkeit für zwei Proben in der Schleusenkammer, um bei einem Probentausch die Schleusenkammer nicht ein weiteres Mal belüften zu müssen.

Die Schleusenkammer ist über einen Ganzmetallschieber der Nennweite  $40\text{ mm}$  mit dem UHV-Rezipienten verbunden. Sie wird von einer Turbomolekularpumpe ( $56\text{ l/s}$ ) mit einer zweistufigen Drehschieberpumpe als Vorpumpe evakuiert. Das Transfergefäß wird von oben auf einen NW63-Flansch gesetzt. Zusätzlich zu den beiden gegenüberliegenden NW35-Flanschen, an denen der Ganzmetallschieber und die magnetische Drehschieberdurchführung montiert sind, existieren zwei weitere NW35-Flansche, von denen einer die Ionenkanone aufnimmt, und der andere mit einem Fenster der Sichtkontrolle des bergabevorgangs vom Transfergefäß zur Transportgabel dient.

Mit dem Transfergefäß ist es möglich, Proben, die in einem „glove bag“ unter Schutzgas getzt wurden, ohne Luftkontakt in das Vakuum zu transportieren. Die Auswirkungen dieses Verfahrens, das auch „closed cycle“ genannt wird, auf die Quantenausbeute sind von M. Schemies in [Sch95] untersucht worden.

Die Probenhalter werden unter Schutzgas in zwei Aufnahmeschlitze im Transfergefäß gesteckt. Abbildung 3.4 zeigt diese Aufnahmeschlitze auf dem Flansch, der dann mittels eines z-Triebs gegen einen CF63/35-Reduzierflansch gedrückt wird. Ein Viton O-Ring dient als Dichtung. Die Drehdurchführung, mit der das Transfergefäß nach oben abgeschlossen ist, erlaubt die Auswahl unter den zwei Kristallhaltern. Sie ist isoliert angebracht, um bei der Kathodenzerstüben den Ionenstrom zu messen.

Das Prinzip der Probenbergabe vom Transfergefäß zur Transportgabel der Drehschieberdurchführung zeigt Abbildung 3.5. Die Transportgabel führt auf den Probenhalter zu (1) und greift in die Aussparung am Probenhalter (2).

In einem zweiten Schritt wird der Probenhalter abgesenkt, damit er sich in die Sicherungsnut der Transportgabel setzt (3). Durch weiteres Absenken des Aufnahmeschlitzes wird der Probenhalter ganz aus dem Aufnahmeschlitz bewegt (4). Die bergabe am Kristallrad erfolgt analog, wobei dort die Bewegungen mit dem xyz-Manipulator des Kristallrads durchgeführt werden.

Der Probenwechsel ist nach einer minimalen Pumpzeit von 3 h ohne nachhaltige Beeinträchtigung des Vakuums im UHV-Rezipienten möglich. In der Praxis werden die Probenwechsel so geplant, da die Schleusenkammer ber Nacht bepumpt wird. Mit der Schleuse war es möglich, im Zeitraum von September '94 bis Mrz '95 ber 100 Polarisations- und Quantenausbeutespektren an 36 verschiedenen Proben zu messen.

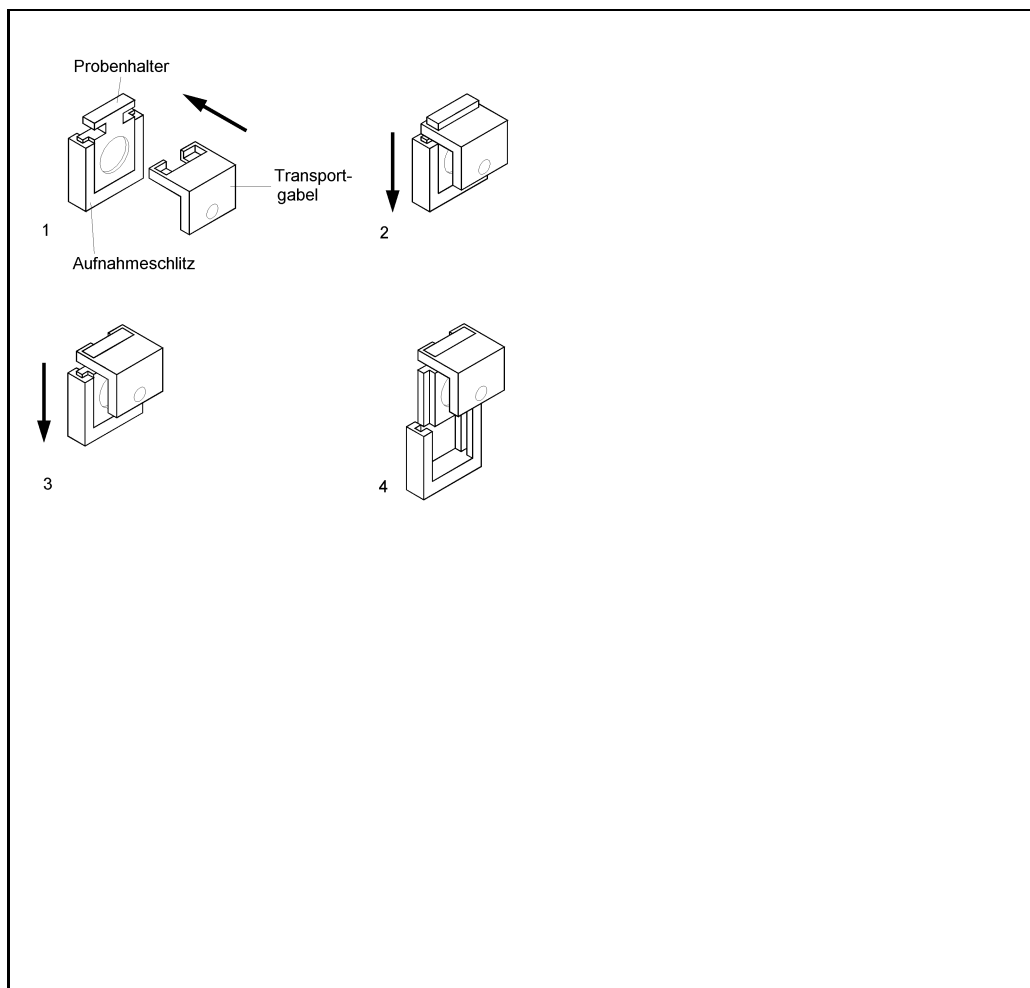


Abbildung 3.5: *Prinzip der Probenbergabe beim Schleusevorgang*

*1+2: Die Transportgabel fhrt auf den Probenhalter zu und greift in die Aussparung*

*3+4: Der Aufnahmeschlitz wird soweit abgesenkt, bis der Probenhalter vollständig die Nut verlassen hat.*



## 3.2 Lichtoptischer Aufbau

Als Lichtquelle dient eine Xe-Hochdrucklampe, deren Spektrum den für die Experimente interessanten Wellenlängenbereich von  $550\text{ nm}$  bis  $900\text{ nm}$  vollständig berdeckt. Der Brennfleck der Lampe wird durch eine Linse auf den Eintrittsspalt eines Gittermonochromators abgebildet. Vor der Linse sitzt eine Blende, die den Lichtstrahl der Apertur des Monochromators anpasst. Dies soll verhindern, da der Lichtfleck am Ort des Gitters größer als dieses ist. Der Anteil des Lichts, der das Gitter nicht trifft, würde dann nicht zur eingestellten Wellenlänge beitragen, sondern würde zu weitem Streulicht führen. Ein Abschneidefilter vor dem Monochromator, das nur für Wellenlängen größer  $550\text{ nm}$  durchlässig ist, verhindert, dass Teile des Lampenspektrums den Monochromator in höherer Beugungsordnung passieren und die gewünschte Wellenlänge verflischen. Der Eingangsspalt hat wie der Ausgangsspalt eine Breite von  $0.5\text{ mm}$ . Mit dieser Spaltbreite erreicht man ein Auflösungsvermögen von  $3\text{ nm}$ . Das aus dem Monochromator austretende Licht wird mit einem Glan-Thomson-Prisma linear polarisiert und dann mit einem Soleil-Babinet-Kompensator, der als wellenlängenabstimmbares  $\lambda/4$ -Plättchen dient, zirkular polarisiert.

Das Verdrehen des Soleil-Babinet-Kompensators um die Lichtstrahlachse wurde im Laufe dieser Arbeit mit einem Schrittmotor automatisiert, so dass die rechnergestützte Experimentsteuerung durch Verdrehen um  $90^\circ$  die Zirkularpolarisation von  $\sigma^+$  nach  $\sigma^-$  umschalten kann. Es wurden in den verwendeten Wellenlängenbereichen Zirkularpolarisationsgrade zwischen  $99,5\%$  und  $99,9\%$  erreicht. Zusätzlich wurde ein motorisierter Strahlblocker installiert. Mit ihm kann der Lichtstrahl unterbrochen werden, um den Untergrund in den Detektoren des Mottanalysators zu messen. Als letztes Element des lichtoptischen Aufbaus fokussiert eine Linse vor dem Fenster der Vakuumkammer den Lichtstrahl auf den Kristall. Die Größe des Lichtflecks auf dem Kristall beträgt  $1 \times 3\text{ mm}^2$ .

## 3.3 Experimentsteuerung und Datenaufnahme

Die Polarisationsmessung wird von einem PC mit einem Pascal-Programm gesteuert. Das Programm wurde im Rahmen dieser Promotion mit Turbo-Pascal Version 6.0<sup>2</sup> objektorientiert realisiert. Die objektorientierte Programmierung bietet sich bei dieser Anwendung an, da die angesprochenen Geräte in Objektklassen zusammengefasst werden können. So vererbt zum Beispiel die Objektklasse „Schrittmotor“ alle ihre Eigenschaften sowohl an den Schrittmotor des Soleil-Babinet-Kompensators als auch an den Schrittmotor des Lichtstrahlblockers. Es müssen nur noch die ganz spezifischen Grenzen des jeweiligen Einsatzortes des Schrittmotors neu definiert werden.

---

<sup>2</sup>Borland GmbH, München

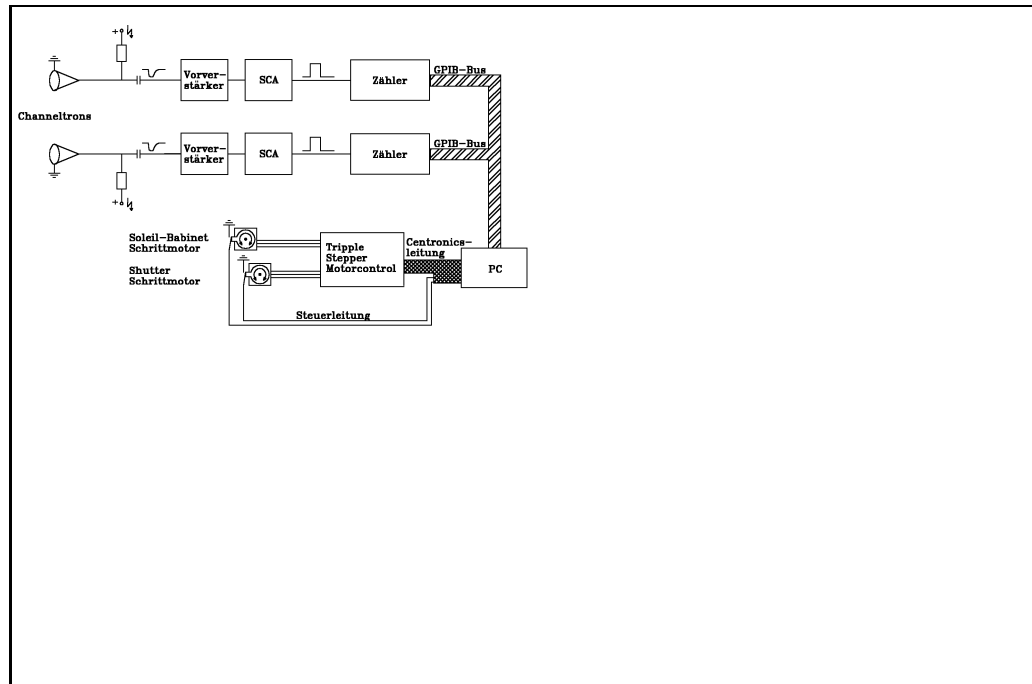


Abbildung 3.6: *Schema des Datenflusses: Die Pulse der Channeltrons gelangen zu einem Vorverstärker und von dort zu einem Single Channel Analyser (SCA). Dieser schneidet elektronisches Rauschen ab und formt an seinem Ausgang Normpulse für den Zähler. Die Zähler werden über einen GPIB-Bus von einem PC ausgelesen. Die Leistungselektronik der Schrittmotoren wird über die Centronics-Schnittstelle des PC's angesprochen.*

Abbildung 3.6 gibt das Schema des Datenflusses wieder. Die Spannungspulse des Channeltrons werden über einen Kondensator angekoppelt und gelangen zu einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, der sich in unmittelbarer Nähe zu den Channeltrons befindet. Der Ausgang des Vorverstärkers ist mit dem SCA<sup>3</sup> verbunden, der mit einem Hauptverstärker kombiniert ist. Der SCA schneidet das Rauschen unterhalb einer gewissen Schwelle ab. Diese Schwellen werden aus einem Impulshhenspektrum ermittelt. Der SCA formt an seinem Ausgang Rechteckimpulse mit einer Höhe von 5 V, die zu dem Zähler geführt werden. Exakt der gleiche Aufbau ist für das zweite Channeltron vorhanden. Die Zähler werden vom Programm über den GPIB-Bus gestartet und summieren die Pulse für die im Programm vereinbarte Zeitdauer. Nach dieser Zeitspanne werden sie vom Rechner gestoppt und ausgelesen.

Die Leistungselektronik der Schrittmotoren wird über die parallele Schnittstelle des Rechners angesteuert. Die Daten werden direkt in die Portadresse geschrieben, um Verzögerungen durch den Puffer, der sonst vom Betriebssystem eingerichtet wird, zu vermeiden. Da bei Schrittmotoren keine absolute

<sup>3</sup>Single Channel Analyser

Positionierung möglich ist, müssen beim Programmstart Initialisierungsfahrten durchgeführt werden. Der Schrittmotor fährt dabei gegen einen Mikroschalter, der über Steuerleitungen der parallelen Schnittstelle ausgelesen wird. Alle Positionsangaben beziehen sich dann auf die Position, bei der der Schalter geschlossen wird. Die Initialisierung ist mit einer Wiederholgenauigkeit von weniger als zwei Schritten möglich. Dies führt zu einem vernachlässigbar kleinen Fehler bei dem Winkel des Soleil-Babinet-Kompensators, da wegen eines Untersetzungsgetriebes dort 5000 Schritte dem Drehwinkel von  $90^\circ$  entsprechen.

Im Programmablauf wird erst mit geschlossenem Lichtstrahlblocker die Untergrundzählrate der Channeltrons ermittelt. Sie wird später bei der Ermittlung der Asymmetrie von den Einzelzählraten abgezogen. Danach werden zweimal bei wechselnder Zirkularpolarisation die Zählraten ermittelt, um die instrumentelle Asymmetrie auszuschließen. Dies wird so lange wiederholt, bis der Fehler der berechneten Polarisation unter dem eingegebenen Schwellenwert liegt. Dabei wird die Reihenfolge des Zirkularpolarisationswechsels jedesmal geändert.

# Kapitel 4

## Meyerverfahren

### 4.1 Prinzip der negativen Elektronenaffinität

In Kapitel 2 wurde erlutert wie man das Leitungsband mit polarisierten Elektronen bevllktert. Eine Energiedifferenz zwischen Leitungsbandminimum und Vakuumniveau verhindert, da die in das Leitungsband angeregten Elektronen den Kristall verlassen. Abbildung 4.1 a) zeigt schematisch die Potentialverhltnisse an der Oberflche eines undotierten Halbleiters. Auf der Ordinate ist die Energie aufgetragen, die Abszisse gibt den Abstand  $x$  von der Kristalloberflche an. Das Valenzband ist voll besetzt, was durch die Schraffur angedeutet werden soll. Das Leitungsband ist bis auf thermisch angeregte Elektronen unbesetzt, und das Fermi-Niveau liegt folglich in der Mitte der Energielcke. An der Oberflche existieren Zustnde, die sich von den Bndern im Innern unterscheiden und im Bereich der Energielcke liegen. Sie sind bis zur Fermi-Energie besetzt.

Bei der Arbeit, die aufgewendet werden mu, um Elektronen in das Vakuum zu befrdern, unterscheidet man zwischen Elektronenaffinität  $\chi$  und Austrittsarbeit  $\Phi$ .

- Als Elektronenaffinität bezeichnet man die Energiedifferenz zwischen dem Leitungsbandminimum und dem Vakuumniveau. Das heit, die Elektronenaffinität  $\chi$  gibt den Energiebetrag an, der aufgewendet werden mu, damit ein Elektron, das sich in einem Zustand am Leitungsbandboden befindet, in das Vakuum austreten kann.
- Die Austrittsarbeit ist definiert als die Energiedifferenz zwischen Fermi-Niveau und Vakuumniveau. Die Angaben fr die Austrittsarbeit von GaAs in der Literatur schwanken zwischen  $4.7\text{ eV}$  [BS82] und  $5.2\text{ eV}$  [MY71].

Ist der Halbleiter p-dotiert (Abbildung 4.1b), so findet man direkt oberhalb des Valenzbands Akzeptorniveaus. Daher liegt das Fermi-Niveau im Innern

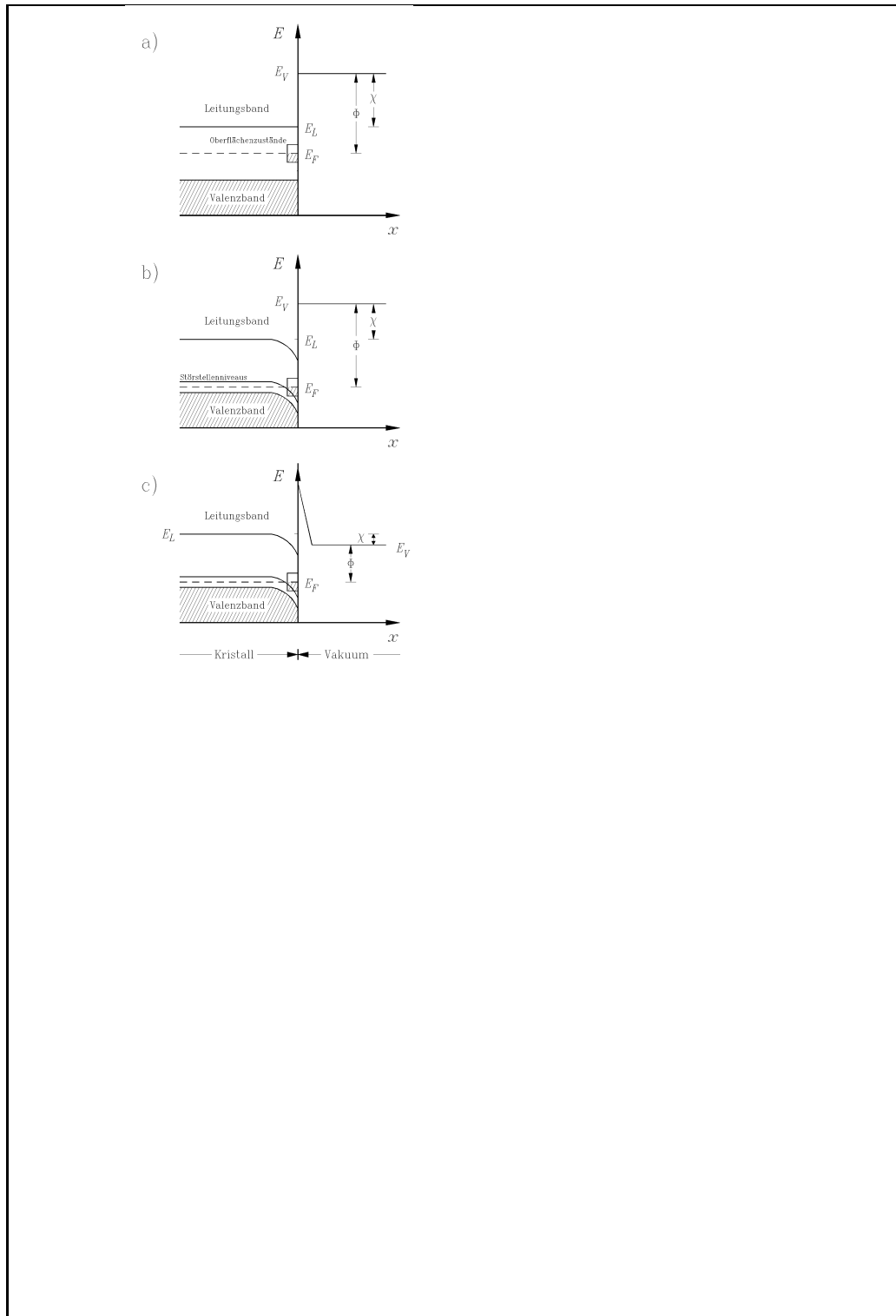


Abbildung 4.1: Erzeugung von negativer Elektronenaffinität (NEA) an einer Kristalloberfläche. Eingezeichnet sind neben dem Niveau des Leitungsbands  $E_L$ , das Vakuumniveau  $E_V$ , Fermi-niveau  $E_F$ , Austrittsarbeit  $\Phi$  und Elektronenaffinität  $\chi$ . Dargestellt sind die Potentialverhältnisse an der Oberfläche für die drei Fälle: a) undotierter Halbleiter b) p-dotierter Halbleiter c) p-dotiert mit Alkali/Sauerstoffschicht auf der Oberfläche.

des Kristalls unmittelbar über dem Valenzband. An der Kristalloberfläche verhindern die Oberflächenzustände ein Absinken des Fermi-Niveaus: Ein Teil der Elektronen, die bei dem undotierten Halbleiter die Oberflächenzustände besetzen, gelangt im dotierten Fall in die Strahlzustände. Da die Zustandsdichte der Oberflächenniveaus sehr hoch ist, ändert sich die Lage des Fermi-Niveaus an der Oberfläche fast nicht. Dieser Vorgang, auch Fermi-Level-Pinning genannt, bewirkt eine Bandbiegung bis in eine Tiefe von  $10\text{ nm}$ . Die Photonen dringen allerdings einige  $\mu\text{m}$  ein, so daß die effektive Elektronenaffinität für Elektronen außerhalb der Bandbiegungszone um  $0.5 - 1\text{ eV}$  erniedrigt wird [Bel73]. Die Austrittsarbeit ändert sich hingegen nicht.

Eine Absenkung der Austrittsarbeit erreicht man durch Adsorption eines Alkalimetalls zusammen mit Sauerstoff (siehe Abbildung 4.1c). Die Bedeckung der Kristalloberfläche liegt dabei unter einer atomaren Monolage. Die Alkali-Atome geben, aufgrund ihrer geringen Elektronegativität, leicht ihr Valenzelektron ab. Die entstehende Dipolschicht senkt das Vakuumniveau unter den Leitungsbandboden ab, und man erhält eine negative Elektronenaffinität (NEA). Mit Sauerstoff kann dieser Effekt noch verstärkt werden. Der Potentialwall an der Kristalloberfläche kann von den Elektronen durchtunnelt werden, so daß Leitungsbandelektronen außerhalb der Bandbiegungszone den Kristall ohne Energiezufuhr verlassen können.

Die Vorgänge, die sich bei der Erzeugung einer Oberfläche mit negativer Elektronenaffinität abspielen, sind bislang nicht vollständig geklärt. So lassen sich experimentelle Ergebnisse so deuten, daß die Bandbiegung erst im Zusammenspiel mit der Cäsium-Schicht entsteht [PDL<sup>+</sup>89] oder durch sie verstärkt wird [Ken88].

## 4.2 Präparation der Oberfläche

### Reinigung der Oberfläche

Das oben beschriebene Prinzip der Absenkung der Elektronenaffinität funktioniert nur, wenn man eine definierte Oberflächenzusammensetzung erreichen kann. Deshalb muß man zu Beginn eine im Maßstab der atomaren Monolage saubere Oberfläche präparieren. Die Verfahren sind dabei abhängig vom Aufbau der Halbleiterkathoden. Ist die Schicht, in der die Photoelektronen erzeugt werden, einige  $\mu\text{m}$  dick, dann kann eine Vorreinigung durchätzen des Kristalls vorgenommen werden. Bei den dünnen Schichten ( $100\text{ nm}$ ), wie sie in dieser Arbeit untersucht wurden, ist zu befürchten, daß durch denätzvorgang die emittierende Schicht zu weit oder unregelmäßig abgetragen wird.

Unverzichtbar ist die Reinigung durch thermische Desorption: Es werden Temperaturen von mehr als  $500^\circ\text{C}$  benötigt, um Adsorbate wie Kohlenstoff oder Sauerstoff zu desorbieren [Fis94]. Die maximal zulässige Temperatur ist abhängig von dem Kristalltyp. Grundsätzlich kann man GaAs-Kristalle bis

ca. 600° C heizen. Bei höheren Temperaturen zersetzt sich der Kristall, wobei Arsen freigesetzt wird. Bei den kompliziert aufgebauten Heterostrukturen beobachtet man schon bei niedrigeren Temperaturen eine negative Auswirkung auf die Spinpolarisation der emittierten Elektronen. So beobachtete S. Pitzer in seiner Dissertation nach einstündigem Ausheizen mit einer Temperatur von 580° C eine Abnahme der maximalen Polarisation bei uniaxial deformierten GaAs-Schichten von 70 % auf 60 % [Plü94].

Eine Sonderstellung nehmen die Kristalle ein, die eine As-Schutzschicht tragen. Diese Schutzschicht wird beim Produktionsvorgang aufgetragen, so da man davon ausgehen kann, da die Kristalle unter der Schutzschicht keine Verunreinigungen aufweisen. Deshalb dient das Ausheizen bei diesen Kristallen nur zur Entfernung der As-Schutzschicht, die schon bei ca. 400° C desorbiert wird.

### Prparation mit Cesium und Sauerstoff

Die Cesium-Schicht wird mit Hilfe sogenannter Cesium-Dispenser<sup>1</sup> aufgebracht. Dies sind mit einer Cesiumverbindung gefüllte Schiffchen aus Metall, die eine schlitzförmige Öffnung besitzen. Bei Stromdurchgang wird dieses Schiffchen so hoch erhitzt, da die Cesiumverbindung zerfällt und elementares Cesium freigesetzt wird. Über die Stromstärke wird die Temperatur und damit der Cesiumfluß geregelt.

Der Sauerstoff wird von einem Vorratsgefäß über ein Dosierventil eingelassen. Der Totaldruck steigt bei der Sauerstoffgabe auf  $0.8 - 1.5 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$  an.

Die Standardvorgehensweise bei der Prparation eines Kristalls ist wie folgt: Man bringt zunächst Cesium auf den Kristall auf, während dieser mit einem HeNe-Laser beleuchtet wird. Die Wellenlänge des HeNe-Lasers gewährleistet bei allen untersuchten Halbleitern eine Anregung in das Leitungsband, da die Photonenenergie größer als die Gap-Energie ist. Ab einer gewissen Cesium-Dosis setzt der Photostrom ein. Die Cesiumgabe wird fortgesetzt, bis der Photostrom durch ein Maximum läuft. Dann erfolgt die Zugabe von Sauerstoff bis zu einem neuen Maximalwert. Abwechselnd wird Cesium und Sauerstoff hinzugegeben, bis eine Sttigung des Photostroms eintritt. Diese Vorgehensweise wird in der Literatur auch „YoYo-Verfahren“ genannt.

## 4.3 Messung der Quantenausbeute

Die Quantenausbeute (QA) gibt an, wie viele Elektronen pro einfallendem Photon emittiert werden. Sie kann nach folgender Formel aus Lichtleistung

---

<sup>1</sup>SAES-Getters, Mailand

$P_{\text{Licht}}$ , Photonenenergie  $h\nu$  und Photostrom  $I_{\text{Photo}}$  berechnet werden:

$$QA = \frac{I_{\text{Photo}}[mA] \cdot h\nu[eV]}{P_{\text{Licht}}[mW]}.$$

Für den Einsatz eines Kristalls als Photokathode zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen ist die Quantenausbeute im Wellenlängenbereich des Polarisationsmaximums ein wichtiges Kriterium. In diesem Wellenlängenbereich ist die Quantenausbeute in hohem Maße von der Wellenlänge des Lichts abhängig. Diese Abhängigkeit wird bei der Aufnahme eines Quantenausbeutespektrums gemessen. Als Lichtquelle dient hierbei eine Xe-Hochdrucklampe mit einem Monochromator. Dieser Aufbau hat den Nachteil, da es schwierig ist, die Lichtleistung auf dem Kristall abzuschätzen, da der Lichtstrahl nicht gut kollimiert ist. Die Spektren werden deshalb mit der Quantenausbeute, die mit dem HeNe-Laser erzielt wird, geeicht. Der Lichtstrahl des Lasers ist so gut kollimiert, da er vollständig auf den Kristall gelangt. Die Lichtleistung wurde vor dem Vakuumfenster gemessen und ohne Korrekturen für die Verluste an den Oberflächen des Fensters in die Formel eingesetzt.

## 4.4 Messung der Spinpolarisation

### 4.4.1 Anschauliche Beschreibung der Spin-Analyse durch Mott-Streuung

Mit der in dieser Arbeit verwendeten Apparatur wird der Polarisationsgrad von aus Halbleiterkristallen emittierten Elektronen durch die Messung einer „Rechts-Links-Asymmetrie“ des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei der Mott-Streuung an Atomkernen bestimmt.

Die Entstehung der Asymmetrie kann man sich wie folgt vorstellen: Das bei der Mott-Streuung relevante Streupotential  $V(\vec{r})$  setzt sich (bei Vernachlässigung der Hüllenelektronen) zusammen aus dem Coulombpotential des Atomkerns

$$V_C(\vec{r}) = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

und dem  $\vec{L} \cdot \vec{S}$ -Kopplungspotential

$$V_{LS} = \frac{1}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dV_C}{dr} (\vec{L} \cdot \vec{S}).$$

Letzteres hat seine Ursache in dem mit dem Spin  $\vec{S}$  einhergehenden magnetischen Moment  $\vec{\mu} = -\frac{e}{2m}\vec{S}$ . Dieses magnetische Moment wechselwirkt mit dem Magnetfeld  $\vec{B}$ , das durch die Bewegung des Kerns im Ruhesystem des Elektrons erzeugt wird.



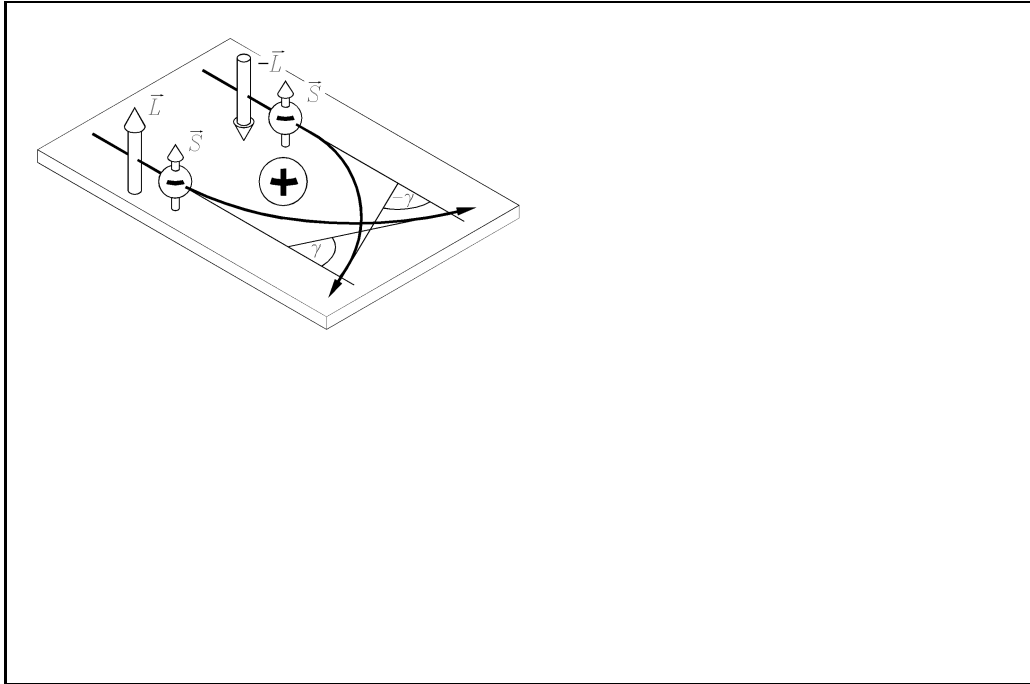


Abbildung 4.2: Zur Entstehung einer „Rechts-Links-Asymmetrie“ bei der Mott-Streuung eines polarisierten Elektronenstrahls: Der Spin  $\vec{S}$  des Elektrons steht parallel (Streuwinkel  $\gamma$ ) bzw. antiparallel ( $-\gamma$ ) zu dem Drehimpuls  $\vec{L}$ . Wegen des  $\vec{L} \cdot \vec{S}$ -Kopplungsterms ist der Wirkungsquerschnitt für die Streuwinkel  $\gamma$  und  $-\gamma$  verschieden.

Nimmt man nun an, da vor der Streuung die Spins aller Elektronen die gleiche Orientierung im Raum besitzen und der Normalenvektor der Streuebene  $\hat{n}$  parallel oder antiparallel zu  $\vec{S}$  steht, dann sieht man in Abbildung 4.2, da bei einem Elektron, das unter dem Winkel  $\gamma$  gestreut wird,  $\vec{S}$  parallel zu  $\vec{L}$  steht und bei einem Streuwinkel von  $-\gamma$  antiparallel. Aufgrund des  $(\vec{L} \cdot \vec{S})$ -Kopplungsterms ist der Wirkungsquerschnitt für die Streuwinkel  $\gamma$  und  $-\gamma$  verschieden. Detektiert man unter diesen Winkeln im Experiment die gestreuten Elektronen, so erhält man eine „Rechts-Links-Asymmetrie“  $A_\gamma$  in den entsprechenden Zählraten  $N_\gamma$  und  $N_{-\gamma}$ , die auch Analysierstärke oder Shermanfunktion  $S(\gamma)$  genannt wird:

$$A_\gamma = \frac{N_\gamma - N_{-\gamma}}{N_\gamma + N_{-\gamma}} = S(\gamma).$$

#### 4.4.2 Quantenmechanische Beschreibung der Polarisation eines Elektronenstrahls

Der Spinzustand eines Elektrons wird durch den Spinor  $\chi$  beschrieben.  $\chi$  ist normiert und liegt in dem zweidimensionalen Spinorraum, der durch folgen-

de Basis – als Beispiel für eine Vielzahl von möglichen Basisdarstellungen – aufgespannt wird:

$$\chi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Dem Spin wird in der Quantenmechanik der Operator  $\vec{S} = \frac{1}{2}\hbar\vec{\sigma}$  zugeordnet. Wählt man eine Darstellung, in der  $\sigma_z$  diagonal ist, ergeben sich die Komponenten von  $\vec{\sigma}$  zu den Pauli-Spinmatrizen:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Die Basis  $\chi_+, \chi_-$  besteht dann aus den Eigenspinoren zu  $\sigma_z$  und beschreibt Elektronen, deren z-Komponente des Spins  $s_z = +\frac{1}{2}$  („spin up“) bzw.  $s_z = -\frac{1}{2}$  („spin down“) ist. Da diese Eigenspinoren den Spinorraum aufspannen, kann jeder beliebige Spinor nach dieser Basis entwickelt werden:

$$\chi = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = a_1\chi_+ + a_2\chi_- \quad |a_1|^2 + |a_2|^2 = 1.$$

Die Wahrscheinlichkeit, den Spin des Elektrons, dessen Spinzustand durch  $\chi$  beschrieben wird, im Zustand „spin up“ vorzufinden, beträgt  $|a_1|^2$  und für „spin down“  $|a_2|^2$ . Der Erwartungswert der z-Komponente des Spins, der im folgenden mit  $P_z$  bezeichnet wird, beträgt:

$$\bar{\sigma}_z = \langle \chi | \sigma_z | \chi \rangle = |a_1|^2 - |a_2|^2 := P_z.$$

Die Erwartungswerte der anderen Komponenten berechnen sich analog, so da man zusammenfassend schreiben kann:

$$\vec{P} = \langle \chi | \vec{\sigma} | \chi \rangle.$$

Der Vektor  $\vec{P}$  ist die Polarisation des durch  $|\chi\rangle$  beschriebenen Zustands. Mit man die Polarisation in Richtung von  $\vec{P}$ , dann befindet sich das Elektron immer im Zustand „spin up“.

Ein Elektronenstrahl stellt nun ein statistisches Gemisch von Elektronen dar, die sich in verschiedenen Spinzuständen befinden. Der Erwartungswert des Spins ergibt sich aus dem gewichteten Mittel über alle im Strahl vorkommenden Erwartungswerte für  $\vec{\sigma}$ :

$$\vec{P} = \langle \vec{\sigma} \rangle = \sum_i g_i \langle \chi_i | \vec{\sigma} | \chi_i \rangle,$$

wobei  $g_i$ ,

$$g_i = \frac{N_i}{\sum_i N_i},$$

das statistische Gewicht des Einzelspinzustands darstellt, wenn  $N_i$  die Anzahl der Elektronen im Zustand  $\chi_i$  ist. Mit Hilfe der Dichtematrix  $\rho$  des Spinzustandes

$$\rho = \sum_i g_i \rho_i \quad \rho_i = |\chi_i\rangle\langle\chi_i|,$$

lässt sich die Polarisation wie folgt schreiben:

$$\vec{P} = Sp(\rho\vec{\sigma}).$$

Der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls ist durch den Betrag von  $\vec{P}$ ,  $|\vec{P}| = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}$ , gegeben und erfüllt die Ungleichung  $0 \leq |\vec{P}| \leq 1$ .

Ist  $\hat{k}$  der Einheitsvektor in Richtung des Impulses der Elektronen, so definiert man die longitudinale Polarisation  $P_l$  durch:

$$P_l = Sp(\rho\vec{\sigma} \cdot \hat{k}) = \vec{P} \cdot \hat{k}.$$

Der Erwartungswert des Spins in einer Richtung  $\hat{t} \perp \hat{k}$  senkrecht zum Elektronenimpuls heißt transversale Polarisation:

$$P_t = Sp(\rho\vec{\sigma} \cdot \hat{t}) = \vec{P} \cdot \hat{t}.$$

Ist  $|P_l| = |\vec{P}|$  bzw.  $|P_t| = |\vec{P}|$ , spricht man von einem longitudinal bzw. transversal polarisierten Elektronenstrahl.

### 4.4.3 Die Polarisationsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

Um die in Abschnitt 4.4.1 anschaulich beschriebene Polarisationsabhängigkeit der Mott-Streuung quantitativ zu erfassen, ist die Kenntnis des spinabhängigen, differentiellen Wirkungsquerschnitts für die elastische Streuung von Elektronen am Coulomb-Feld notwendig. Zu diesem Zweck sucht man die Lösungen der entsprechenden Dirac-Gleichung  $\Psi_\lambda$  mit folgendem asymptotischen Verhalten:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \Psi_\lambda \longrightarrow b_\lambda e^{ikz} + \frac{1}{r} e^{ikr} u_\lambda(\vartheta, \varphi) \quad \lambda = 1, \dots, 4.$$

Die einlaufenden Elektronen werden dabei durch eine ebene Welle in  $z$ -Richtung beschrieben, die auslaufenden Elektronen durch Kugelwellen, deren Amplituden  $u_\lambda$  vom Streuwinkel  $\vartheta$  und vom Azimutwinkel  $\varphi$  abhängen. Für den differentiellen, elastischen Wirkungsquerschnitt findet man

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sum_{\lambda=1}^4 |u_\lambda(\vartheta, \varphi)|^2}{\sum_{\lambda=1}^4 |b_\lambda|^2} = \frac{|u_1(\vartheta, \varphi)|^2 + |u_2(\vartheta, \varphi)|^2}{|b_1|^2 + |b_2|^2},$$

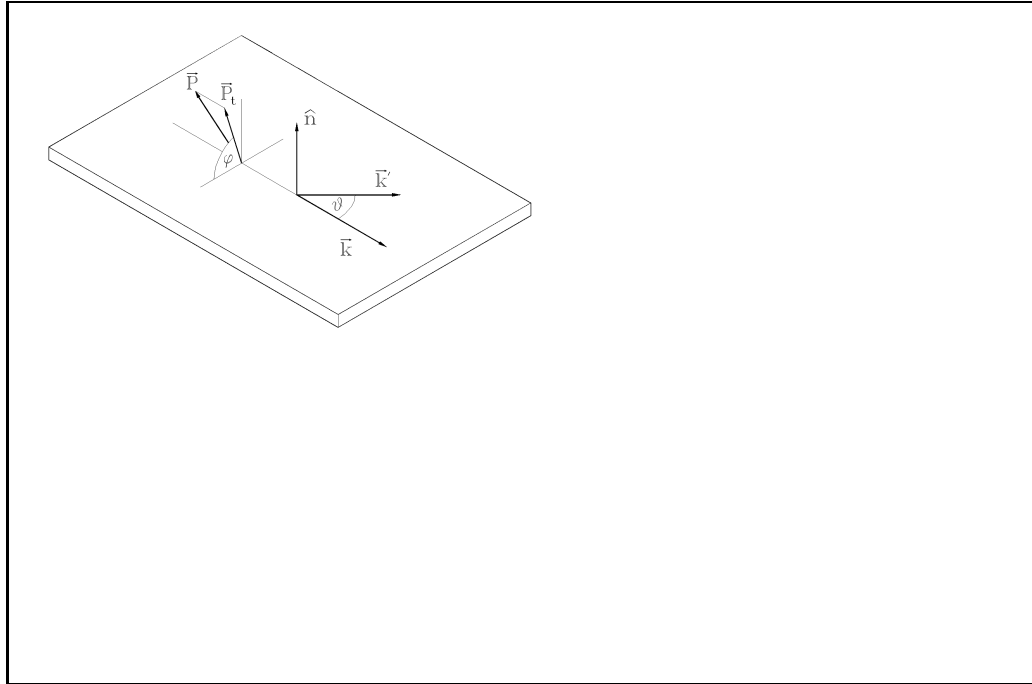


Abbildung 4.3: *Streuung eines polarisierten Elektronenstrahls: Die Impulsvektoren des ein- und ausfallenden Strahls  $\vec{k}, \vec{k}'$  spannen die Streuebene mit dem Normaleneinheitsvektor  $\hat{n}$  auf.  $\vec{P}$  ist der Polarisationsvektor und  $\vec{P}_t$  seine Transversalkomponente.  $\vartheta$  gibt den Streuwinkel und  $\varphi$  den Azimutwinkel zwischen Polarisationsvektor und Streuebene an.*

da die Amplituden  $b_\lambda$  und  $u_\lambda(\vartheta, \varphi)$  nicht unabhängig voneinander sind.

Für den Fall eines radial-symmetrischen Streupotentials erhält man für diese Amplituden:

$$\begin{aligned} u_1(\vartheta, \varphi) &= f(\vartheta) b_1 - g(\vartheta) e^{-i\varphi} b_2 \\ u_2(\vartheta, \varphi) &= g(\vartheta) e^{i\varphi} b_1 + f(\vartheta) b_2. \end{aligned}$$

Mit den Definitionen für den auslaufenden Spinor  $\chi_{aus}$ , den einlaufenden Spinor  $\chi_{ein}$  und die Streumatrix  $T$ ,

$$\chi_{aus} = \begin{pmatrix} u_1(\vartheta, \varphi) \\ u_2(\vartheta, \varphi) \end{pmatrix}, \quad \chi_{ein} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}, \quad T = \begin{pmatrix} f(\vartheta) & -g(\vartheta) e^{-i\varphi} \\ g(\vartheta) e^{i\varphi} & f(\vartheta) \end{pmatrix}$$

lässt sich der Streuprozess kompakt schreiben als:

$$\chi_{aus} = T \chi_{ein}.$$

Die Funktionen  $f(\vartheta)$  und  $g(\vartheta)$  heißen Streuamplituden und müssen durch vollständiges Lösen der Dirac-Gleichung bestimmt werden. Die Streumatrix  $T$  beschreibt die Richtungs- und Polarisationsabhängigkeit der Streuung vollständig.

Abbildung 4.3 veranschaulicht die oben benutzten Winkel bei der Streuung eines Elektronenstrahls mit Impuls  $\vec{k}$  und Polarisation  $\vec{P}$ . Das Koordinatensystem sei so gewählt, da  $\vec{k}$  in Richtung der  $z$ -Achse liegt:  $\vec{k} = |\vec{k}|\hat{e}_z$ . Der gestreute Strahl habe den Impuls  $\vec{k}'$ , der mit dem Impuls des einlaufenden Strahls den Streuwinkel  $\vartheta$  bildet. Der Azimutwinkel zwischen dem Polarisationsvektor  $\vec{P}$  und der Streuebene wird mit  $\varphi$  bezeichnet.  $\vec{P}_t$  gibt die Projektion des Polarisationsvektors senkrecht zur Strahlachse an. Der Normaleneinheitsvektor der Streuebene heißt  $\hat{n}$ .

Für den Wirkungsquerschnitt erhält man dann:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \varphi) = \frac{Sp(\rho_{aus})}{Sp(\rho_{ein})} = \frac{1}{2} Sp[T(1 + \vec{P} \cdot \vec{\sigma})T^+]$$

mit

$$\rho_{ein} = |\chi_{ein}\rangle\langle\chi_{ein}|, \quad \rho_{aus} = |\chi_{aus}\rangle\langle\chi_{aus}|.$$

Setzt man die Pauli-Spinmatrizen und die Streumatrix  $T$  ein und bildet die Spur, so ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung polarisierter Elektronen mit den Bezeichnungen aus Abbildung 4.3 zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \varphi) = I_0(\vartheta)[1 + \vec{P} \cdot \hat{n} S(\vartheta)] = I_0(\vartheta)[1 - P_t S(\vartheta) \sin \varphi]$$

Dabei bezeichnet

- $I_0(\vartheta)$  den polarisationsunabhängigen Mott-Streuquerschnitt. Er ist gegeben durch:

$$I_0(\vartheta) = |f(\vartheta)|^2 + |g(\vartheta)|^2$$

- $S(\vartheta)$  die Asymmetriefunktion oder Shermanfunktion. Sie folgt aus den Streuamplituden zu:

$$S(\vartheta) = \frac{i}{I_0(\vartheta)} [f(\vartheta)g^*(\vartheta) - f^*(\vartheta)g(\vartheta)].$$

Abbildung 4.4 zeigt die Winkelabhängigkeit von  $S(\vartheta)$  für verschiedene Streuenergien.

Diese Gleichung stellt die Grundlage zur Bestimmung des Polarisationsgrads eines Elektronenstrahls durch Mott-Streuung dar. Der Unterschied in den Streuintensitäten ist am größten bei den Azimutwinkeln  $\varphi = 90^\circ$  und  $\varphi = 270^\circ$ , d.h. wenn die Streuebene senkrecht zu  $\vec{P}_t$  steht. Die Links-Rechts-Asymmetrie ist dann definiert durch

$$A := \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} = \frac{d\sigma(\vartheta, \varphi = 90^\circ) - d\sigma(\vartheta, \varphi = 270^\circ)}{d\sigma(\vartheta, \varphi = 90^\circ) + d\sigma(\vartheta, \varphi = 270^\circ)},$$

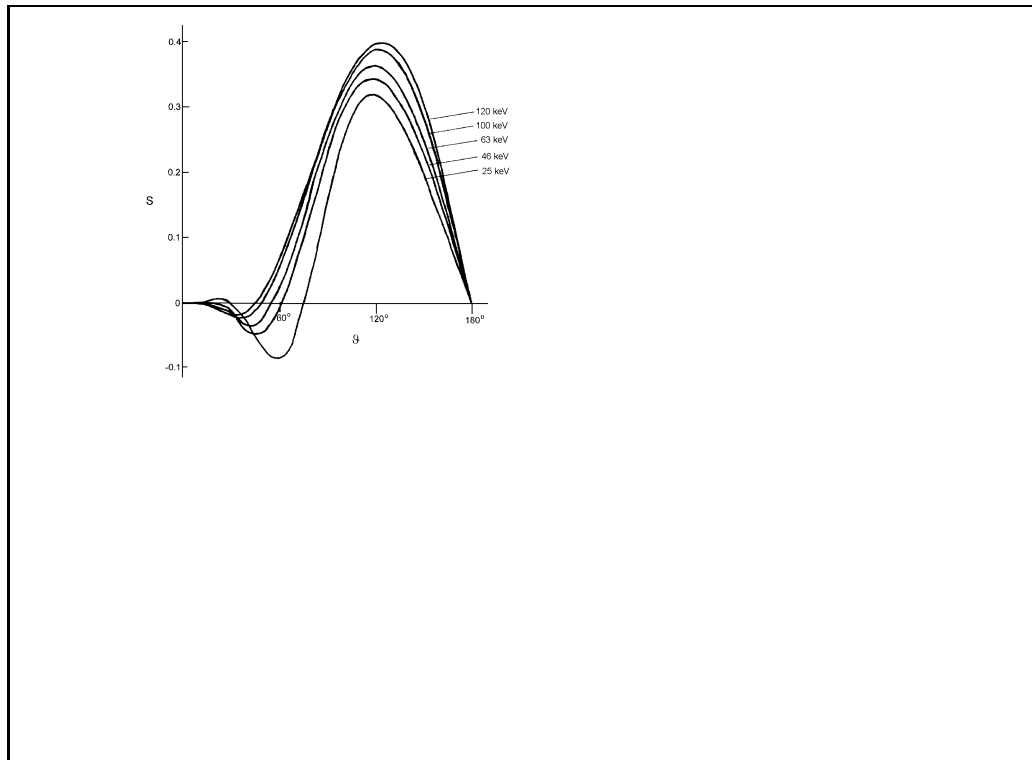


Abbildung 4.4: Abhngigkeit der theoretischen Shermanfunktion  $S$  vom Streuwinkel  $\vartheta$  fr verschiedene Streuenergien, berechnet nach Holzwarth und Meister[CHLO85]

wobei  $N_L(N_R)$  gleich der Zahl der nach links (rechts) gestreuten Elektronen ist. Setzt man die Wirkungsquerschnitte ein, ergibt sich fr die Asymmetrie:

$$A = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} = P_t S(\vartheta).$$

Dies bedeutet, da man bei Kenntnis der Shermanfunktion  $S(\vartheta)$  durch Messen der Asymmetrie  $A$  die Komponente des Polarisationsvektors senkrecht zur Streuebene bestimmen kann. Zur Messung des Polarisationsgrads  $|\vec{P}|$  mu der Elektronenstrahl transversal zur Streuebene polarisiert sein.

#### 4.4.4 Eichung des Mott–Detektors

Das Problem der Polarisationsmessung durch Mott–Streuung besteht in der Bestimmung der effektiven Shermanfunktion  $S_{eff}$  des verwendeten Mott–Detektors. Verlliehe theoretische Berechnungen ( $S_{theo}$ ) gibt es nur fr den Fall der elastischen Einfachstreuung.

In der Praxis streut man an Targets endlicher Dicke und detektiert auch Elektronen, die einen Energieverlust erlitten haben. Das heit, der Streuproz

ist nicht für alle Elektronen elastisch, und ein einmal gestreutes Elektron kann ein weiteres Mal gestreut werden. Mehrfach gestreute Elektronen gelangen dann in den Detektor, der unter einem Winkel  $\vartheta$  steht, obwohl die Streuwinkel der einzelnen Streuungen kleiner als  $\vartheta$  sind. Dies verkleinert die gemessene Asymmetrie, da der Winkel  $\vartheta$  so gewählt wird, da die theoretische Shermanfunktion dort ein Maximum besitzt. Auch von den inelastischen Streuungen weiß man, da sie eine kleinere effektive Shermanfunktion besitzen. Deshalb beobachtet man im Experiment eine kleinere Asymmetrie, als sie sich nach der theoretischen Shermanfunktion einstellen müßte.

Grundsätzlich kann man sich im Experiment mit zwei Methoden dem idealen Fall „elastische Einfachstreuung“ nähern:

- Extrapolation auf Foliendicke Null  
Es liegt auf der Hand, da mit sinkender Foliendicke die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachstreuung und inelastische Streuung abnimmt.
- Extrapolation auf Energieverlust Null  
Durch die Beschränkung des Energieverlusts der Elektronen, die detektiert werden, kann man sich der elastischen Streuung nähern.

Bei beiden Methoden wird die Asymmetrie bei konstanter Spinpolarisation des Elektronenstrahls in Abhängigkeit des maximal zugelassenen Energieverlusts bzw. der Foliendicke gemessen und dann eine Extrapolation auf Energieverlust Null bzw. Foliendicke Null durchgeführt.

Das in dieser Arbeit verwendete Mottpolarimeter erlaubt wegen der relativ zur Streuenergie von  $39.5\text{ keV}$  großen Foliendicken von  $75\text{ nm}$ – $250\text{ nm}$  keine Foliendickenextrapolation, da bei dem größten einstellbaren Energieverlust die mittlere Eindringtiefe der Elektronen kleiner als die Foliendicke ist [Bel87]. Als Eichmethode steht nur die Extrapolation auf Energieverlust Null zur Verfügung, die nach der Erhöhung der Strahlenergie von  $600\text{ eV}$  auf  $1500\text{ eV}$  in Zusammenhang mit der Diplomarbeit von B.Sauer durchgeführt wurde [Sau95].

Abbildung 4.5 zeigt die Daten der Energieverlustextrapolation. Als Photokathode wurde ein DBR-Kristall (Distributed Bragg Reflector) mit einer uniaxial deformierten GaAs-Schicht eingesetzt [SKN<sup>+</sup>93]. Die Goldfolie im Mott-Detektor hatte eine Dicke von  $200\text{ nm}$ , die Streuenergie betrug  $39.5\text{ keV}$ .

Für die eingezeichnete Regressionsgerade wurden nur Messwerte zu Energieverlusten unter  $300\text{ eV}$  berücksichtigt. Der auf den Energieverlust Null extrapolierte Asymmetriewert ist

$$A_0 = 22.11\%.$$

Mit der theoretischen Shermanfunktion von  $S_{theo} = 0.336$  erhält man hieraus die Spinpolarisation der Elektronen zu

$$P = \frac{A_0}{0.336} = 65.8\%.$$

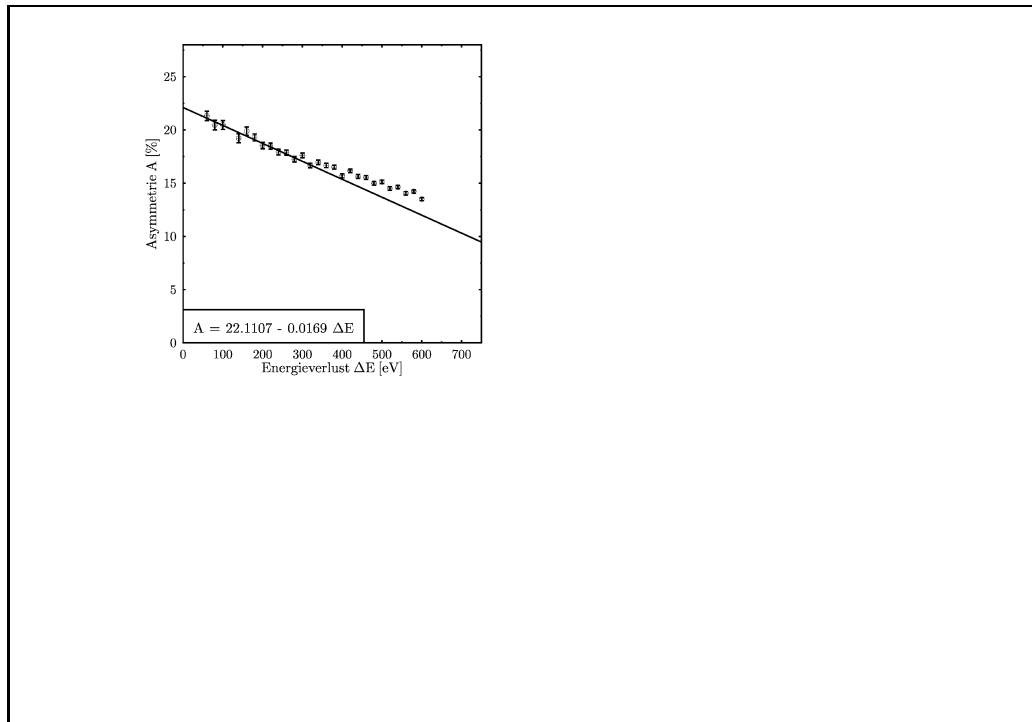


Abbildung 4.5: *Asymmetrien in Abhängigkeit des zugelassenen Energieverlusts und die Extrapolation auf Energieverlust Null. Für die eingezeichnete Regressionsgerade wurden nur Messwerte zu Energieverlusten unter 300 eV berücksichtigt.*

Aus dem Asymmetriewert bei dem später verwendeten Energieverlust von 600 eV erhält man eine effektive Analysierstrecke des Mott-Detektors von

$$S_{eff} = 0.205 \pm 0.013$$

In dem angegebenen Fehler sind systematische Fehler nicht enthalten. Einzelheiten der Messung sind in [Sau95] beschrieben.

Die Problematik dieser Eichmethode wurde in der Arbeit von Gay et al. [GKB<sup>+</sup>92] mit einem Mott-Detektor, der aufgrund sehr dünner Folien (34 Å–682 Å) und einer sehr hohen Energieauflösung von 3 eV beide Eichverfahren erlaubt, untersucht. Abbildung 4.6 zeigt eine Foliendickenextrapolation bei einem Energieverlust von 4 eV. Bei einem so kleinen zulässigen Energieverlust spricht man schon von einer quasielastischen Streuung, da Strukturen im Energieverlustspektrum (Oberflächenplasmonen) erst oberhalb von 7 eV sichtbar werden. Bemerkenswert am Graphen der Abbildung 4.6 ist der Anstieg der Asymmetrien mit abnehmender Foliendicke. Auch die Kurve bei der Streuenergie von 40 keV zeigt einen Unterschied zwischen der dicksten und dünnsten Folie von mehr als 10 %. Mit anderen Worten heißt dies, da die Extrapolation auf Energieverlust Null mit dicken Folien nicht zu dem gewünschten Idealfall „elastische Einfachstreuung“ führt. Die gemessene Asymmetrie



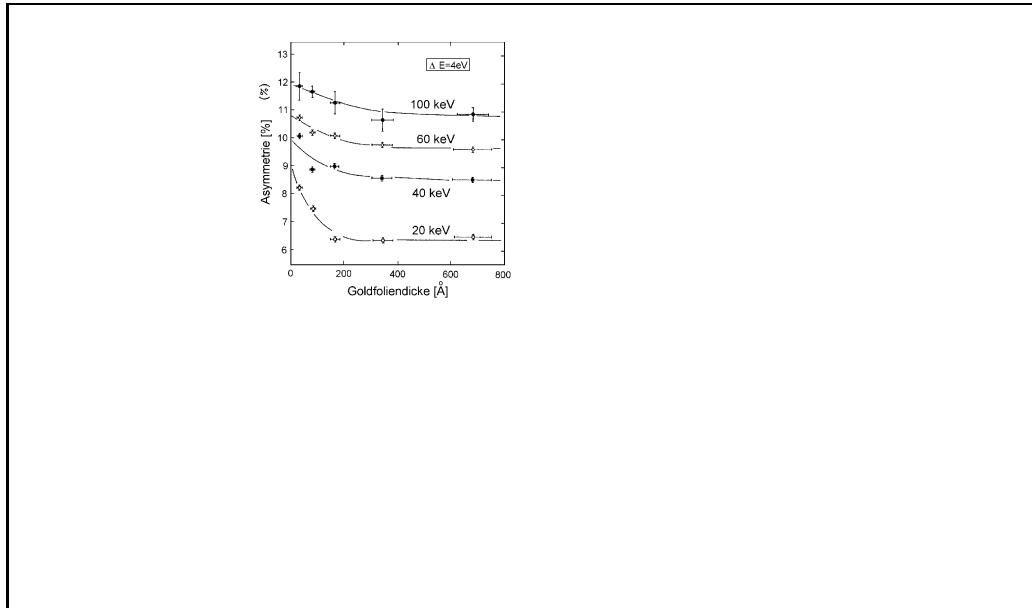


Abbildung 4.6: *Asymmetrie gegen Foliendicke bei quasielastischer Streuung [GKB<sup>+</sup> 92]*

wird durch elastische Mehrfachstreuung, die mit dieser Methode nicht separiert werden kann, gemindert. Zu dem angegebenen statistischen Fehler der effektiven Shermanfunktion kommt aufgrund des Eichverfahrens und der Unsicherheit in der theoretischen Shermanfunktion ein unsymmetrischer systematischer Fehler von ca.  $-5\% + 10\%$ .

# Kapitel 5

## Untersuchung des Chalkopyriten $\text{CdSiAs}_2$

### 5.1 Herstellungsmethode und Eigenschaften der untersuchten Proben

Die erste erfolgreiche Synthese von  $\text{CdSiAs}_2$  gelang Valpolin [VOT65] mit der Zucht aus der Zinnschmelze [SP68]. Die beiden Forderungen an die Kristallzucht für die Anwendung von  $\text{CdSiAs}_2$  als Photokathode für spinpolarisierte Elektronen,

- genügend große Einkristalle mit einer (001)–Oberfläche und
- hohe p–Dotierung ( $p > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ),

führen zur verwendeten chemischen Gasphasen–Transportmethode CVT (Chemical Vapor Transport) mit in–situ Dotierung. Die untersuchten Proben wurden im Rahmen der Dissertation von F. Baumgartner [Bau92] hergestellt. Dort wird die Handhabung dieses Zuchtverfahrens detailliert beschrieben. Hier sollen nur die Grundzüge dieser Zuchtmethode dargestellt werden:

#### **Synthese von $\text{CdSiAs}_2$ —Vorreaktion**

Die hochreinen Ausgangs–Substanzen Cd, Si und As (Verunreinigung  $< 10 \text{ ppm}$ ) werden im stöchiometrischen Verhältnis in eine Quarzampulle gegeben. Diese Quarzampulle wird dann auf  $1 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$  evakuiert und abgeschmolzen. In einem Ofen wird sie anschließend langsam aufgeheizt und für 14 Tage in leicht schräger Lage dem in Abbildung 5.1 gezeigten Temperaturgradienten ausgesetzt. Das entstandene Vorreaktionsprodukt kann mit Hilfe der Röntgenpulveranalyse als polykristallines  $\text{CdSiAs}_2$  identifiziert werden.

#### **Kristallzucht mit in–situ Dotierung — Endreaktion**

Das polykristalline  $\text{CdSiAs}_2$  wird nun zusammen mit dem Transportmittel

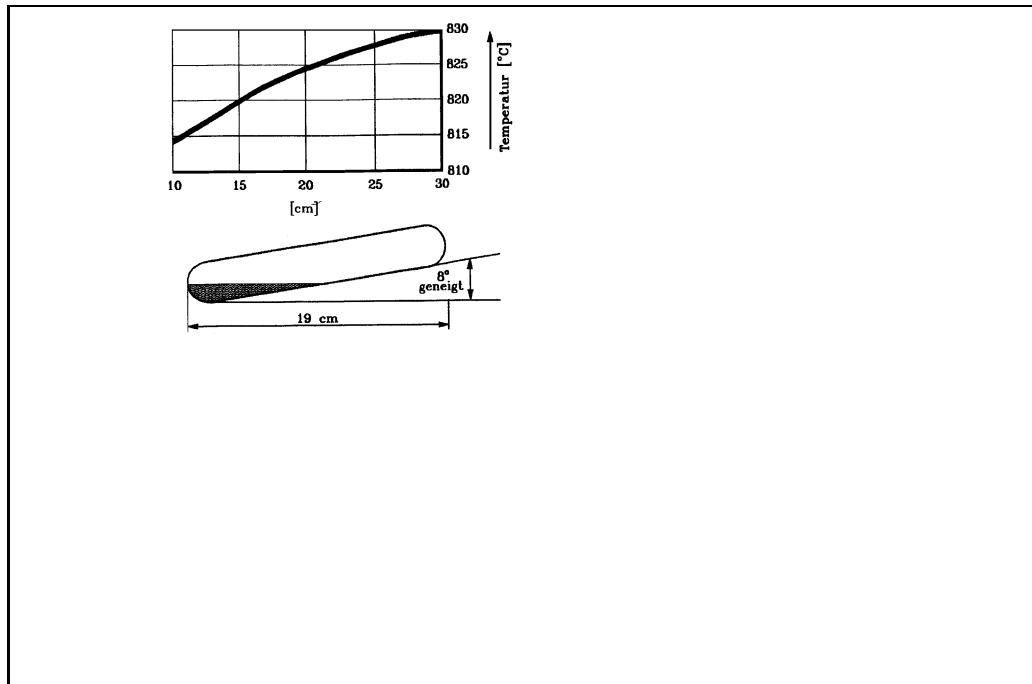
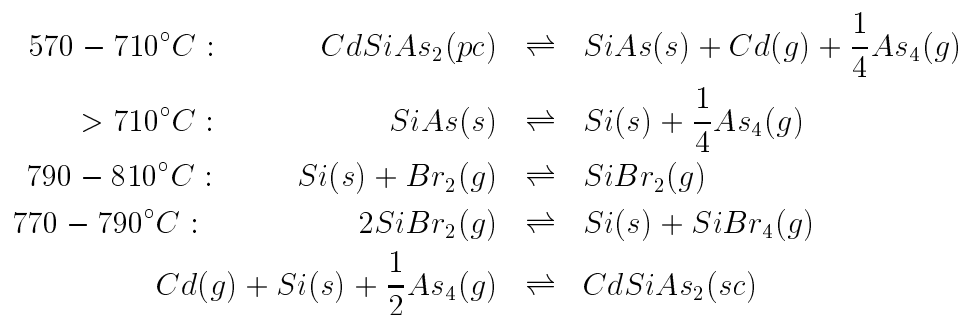


Abbildung 5.1: Temperaturprofil der Synthese von polykristallinem  $CdSiAs_2$  mit Position der Ampulle im Reaktionsofen [Bau92]

Brom und dem Dotierstoff, im Fall der untersuchten Proben handelt es sich um Aluminium, in die Endreaktionsampulle gefüllt. Das Transportmittel hat bei der CVT-Zucht die Funktion, das feste Silizium in die Gasphase zu befördern. Nachfolgend sind die verschiedenen Reaktionen und die Temperaturen, bei denen sie ablaufen, wiedergegeben [KLSKB89]:



Der grte Einkristall, der auf diese Weise gezogen werden konnte, ma  $20 \times 6 \times 4 \text{ mm}^3$ . Wie in Abschnitt 2.3 dargelegt, bentigt man fr eine Photokathode hochpolarisierter Elektronen die (001)-Oberflche. Diese wird aber beim Wachstum nicht ausgebildet. Abbildung 5.2 zeigt einen Schnitt lngs der Wachstumsrichtung  $[\bar{1}, \bar{1}, 1]$ . Eingezeichnet ist die Elementarzelle und ihre Lage relativ zur natrlich ausgebildeten (112)-Ebene. Die Photokathoden

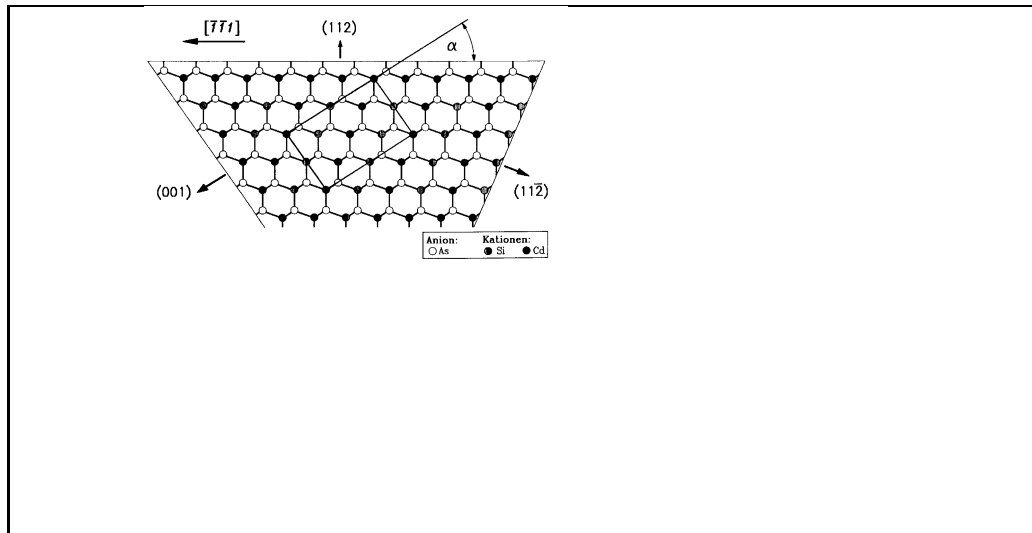


Abbildung 5.2: Orientierung der Einheitszelle relativ zur Wachstumsrichtung  $[\bar{1}, \bar{1}, 1]$  und zur natürlich ausgebildeten  $(112)$ -Ebene. Zur Erzeugung polarisierter Elektronen benötigt man die  $(001)$ -Ebene.

werden als dünne Plättchen in der richtigen Orientierung mit einer Kristallsge von dem Einkristall abgeschnitten. Die Kathoden besitzen eine Gre von ungefähr  $3 \times 4 \text{ mm}^2$ . Der untersuchten Probe wurde  $28300 \text{ ppm}^1$  Al zugegeben, womit eine Lcherkonzentration bei  $300 \text{ K}$  von  $1.8 \cdot 10^{18} \text{ 1/cm}^3$  erreicht wurde [Bau92].

Die  $\text{CdSiAs}_2$ -Kristalle aus der CVT-Zucht bieten somit alle Voraussetzungen für eine Photokathode: hohe p-Dotierung und ausreichend große  $(001)$ -Oberflächen. Um die Oberfläche zur negativen Elektronenaffinität zu präparieren, darf sie im atomaren Maßstab keine Verunreinigungen aufweisen. Deshalb beschäftigt sich der folgende Abschnitt mit der Reinigungsmethode.

## 5.2 Sputtern der $\text{CdSiAs}_2$ -Kristalle

Der Chalkopyrit  $\text{CdSiAs}_2$  ist schon ab  $200^\circ \text{ C}$  thermisch instabil. M. Avirović beobachtete mit Augerelektronenspektroskopie (AES), da bei Temperaturen über  $180^\circ \text{ C}$  die Cd-Linie im AES-Spektrum abnimmt [ALSE<sup>+</sup>84]. Das Freisetzen von Cd konnte auch in eigenen Untersuchungen mit einem Quadrupolmassenanalysator nachgewiesen werden. Hierzu wurden Restgasspektren aufgenommen, während der Kristall von hinten mit einer Wolframwendel geheizt wurde. Das Restgasspektrum in der Nähe der Masse 114 entspricht der natürlichen Cd-Isotopenverteilung [SEPM68] (siehe Abbildung 5.3). Die gemessenen Partialdrücke des  $\text{Cd}_{114}$ -Isotops bei verschiedenen Temperaturen

<sup>1</sup>Dies entspricht bei  $\text{CdSiAs}_2$  einer Dotierkonzentration von  $1.2 \cdot 10^{21} \text{ 1/cm}^3$

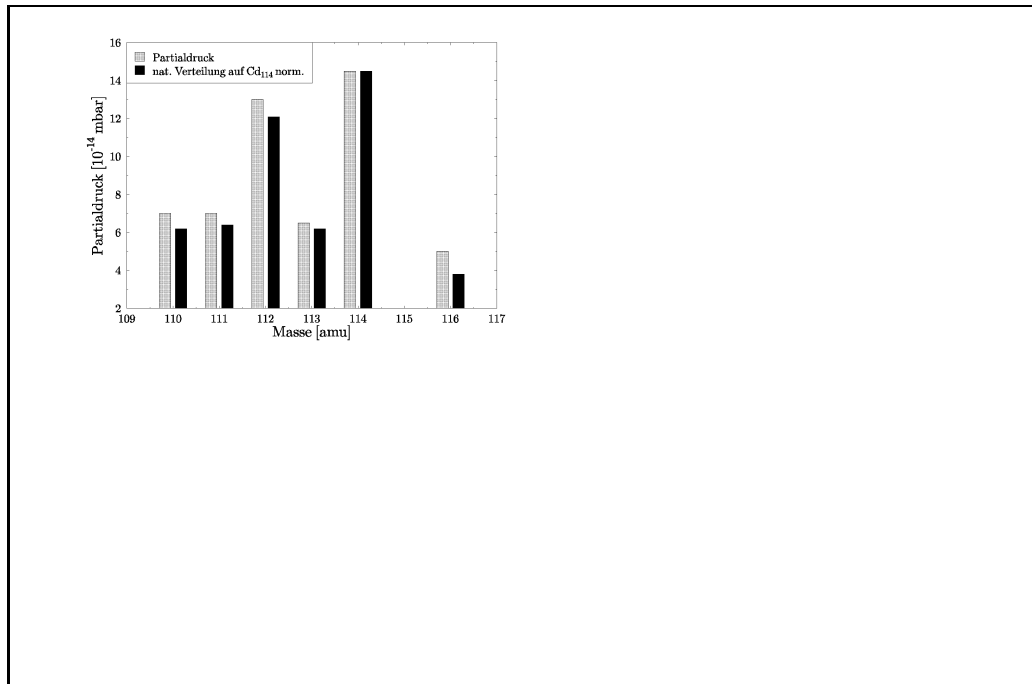


Abbildung 5.3: Restgasspektrum in der Nhe der Masse 114 und natrliche Isotopenverteilung von Cadmium

gibt die Abbildung 5.4 wieder. Deutlich ist der rasante Anstieg des  $\text{Cd}_{114}$ -Partialdrucks ab einer Temperatur von  $200^\circ\text{C}$  zu sehen. Der relativ hohe Anfangswert ist bedingt durch das Ausgasen der Wolframwendel beim Einschalten. Diese Messung besttigt also, da Cd bei Temperaturen grer als  $200^\circ\text{C}$  aus dem  $\text{CdSiAs}_2$ -Verband in relevantem Mae freigesetzt wird. Es ist also nicht mglich, den Kristall bei den blichen Temperaturen von ber  $400^\circ\text{C}$  zu reinigen.

In dieser Arbeit wurde deshalb auf die Kathodenzerstbung, auch Sputtern genannt, als Reinigungsmethode zurckgegriffen. Dabei wird die zu reinigende Oberflche mit Ionen beschossen. Bei Ionen inerter Gase – in dieser Arbeit wurde Argon verwendet – sind die auftretenden Wechselwirkungen rein physikalischer Natur: Das auftreffende Ion lst eine komplexe Folge elastischer Sto aus, die zu einem Energietransfer auf die Targetatome fhrt. Wenn am Ende dieser Stokaskade ein oberflchennahes ( $< 5\text{\AA}$ ) Atom bzw. eine oberflchennahe Atomgruppe einen Sto zur Oberflche hin erfhrt und dabei gengend Energie aufnimmt, um die Oberflchenbindungskrfte zu berwinden, kommt es zur Emission in die Gasphase (siehe Abbildung 5.5). Dazu ist eine Mindestenergie der Ionen von ungefrh  $30\text{ eV}$  ntig [Weh91]. Der erste Sto eines Ions mit einem Atom des Targets kann allerdings nicht zur Emission eines Partikels fhren, da dieser einen Impuls in Richtung des Innern bertrgt. Aus diesem Grund basiert das Sputtern auf einem vielfachen Kollisionsproze (Stokaskade).

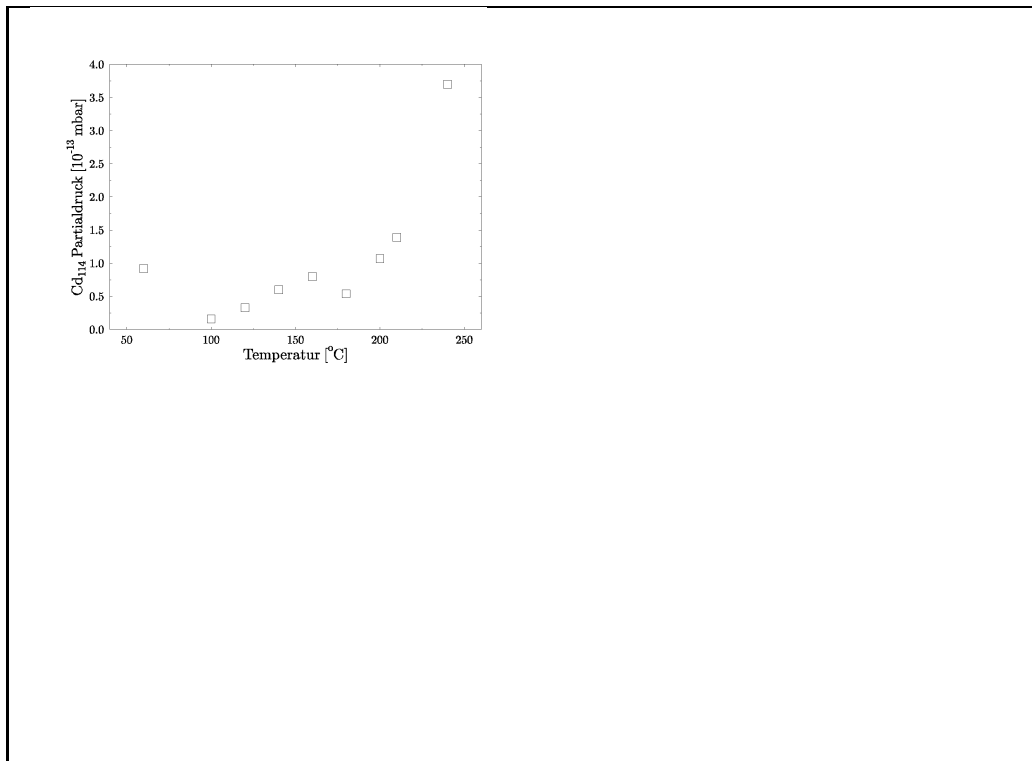


Abbildung 5.4:  $\text{Cd}_{114}$ -Partialdruck in Abhängigkeit der Kristalltemperatur beim Ausheizen eines  $\text{CdSiAs}_2$ -Kristalls

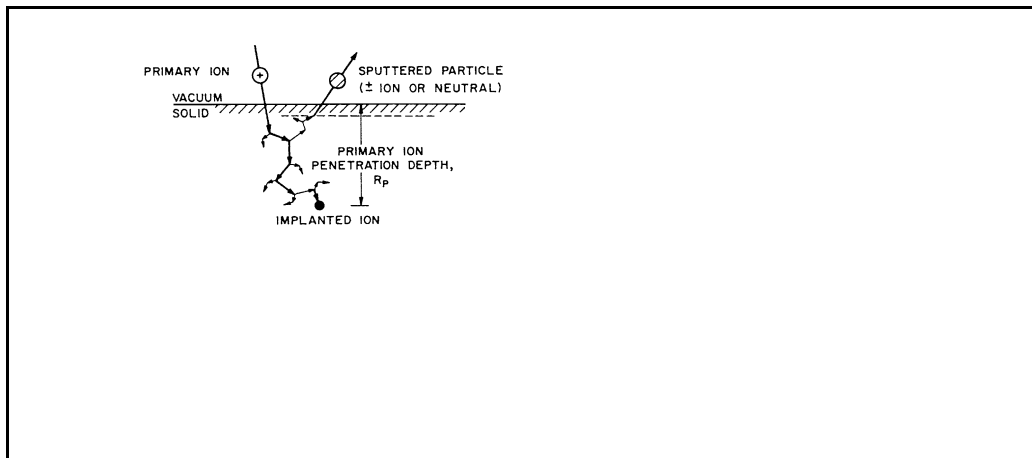


Abbildung 5.5: Prinzip der Kathodenzerstüßung: Das primäre Ion ist eine komplexe Folge von elastischen Stößen aus. Wenn am Ende dieser Stoßkaskade ein oberflächennahes Teilchen bei einem Stoß zur Oberfläche hin genügend Energie aufnimmt, kann es in die Gasphase emittiert werden [PCPJ90].

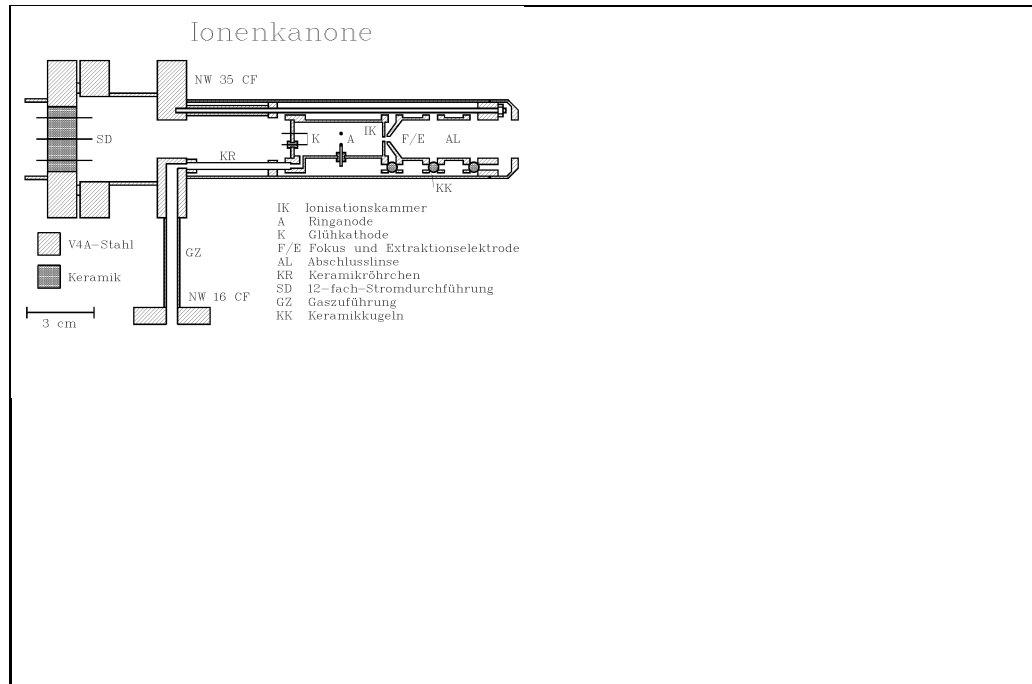


Abbildung 5.6: *Schnittdarstellung der Ionenkanone: Die Ionisationskammer (IK) und die Kathode (K) liegen auf positivem Potential ( $U_I$ ) bezglich der Apparaturmasse, die Anode (A) auf positivem Potential ( $U_A$ ) bezglich der Kathode, so da die Energie der Ionen zwischen  $U_I$  und  $U_I + U_A$  liegt.*

Der Ionenstrahl wird von einer Ionenkanone produziert (siehe Abbildung 5.6). Das Kernstück der Ionenkanone ist die Ionisationskammer. Die von der Glühkathode emittierten Elektronen werden durch die gasgefüllte Ionisationskammer zur Ringanode beschleunigt. Bei geeigneten Bedingungen führen die Stöße der Elektronen mit den Gasatomen zu einer Ionenlawine und damit zum Zünden einer Gasentladung. Mit einer Extraktions- und Fokussierelektrode, die bezglich der Ionisationskammer auf negativem Potential liegt, werden die positiv geladenen Ionen aus der Kammer abgezogen. Ein Linsensystem fokussiert die Ionen auf einen Strahlfleck von ungefähr  $10\text{ mm}$  Halbwertsbreite in  $14\text{ cm}$  Entfernung. Die Ionen werden durch das positive Potential der Ionisationskammer bezglich der Apparaturmasse beschleunigt. Da die Anode auf positivem Potential bezglich der Ionisationskammer liegt, hängt die kinetische Energie der Ionen von ihrem Entstehungsort in der Ionisationskammer ab. Die kinetische Energie der Ionen  $E_{kin}$  liegt zwischen  $U_I$  und  $U_I + U_A$ , wenn  $U_I$  das Potential der Ionisationskammer und  $U_A$  das Anodenpotential angibt. Das verwendete Ar-Gas wird der Ionisationskammer durch ein Dosierventil zugeführt, an welches eine kleine Gasflasche<sup>2</sup> angeschlossen ist.

### Sputtern der $\text{CdSiAs}_2$ -Kristalle im XPS-Bild

<sup>2</sup>minican-System der Firma Linde, Unterschleißheim

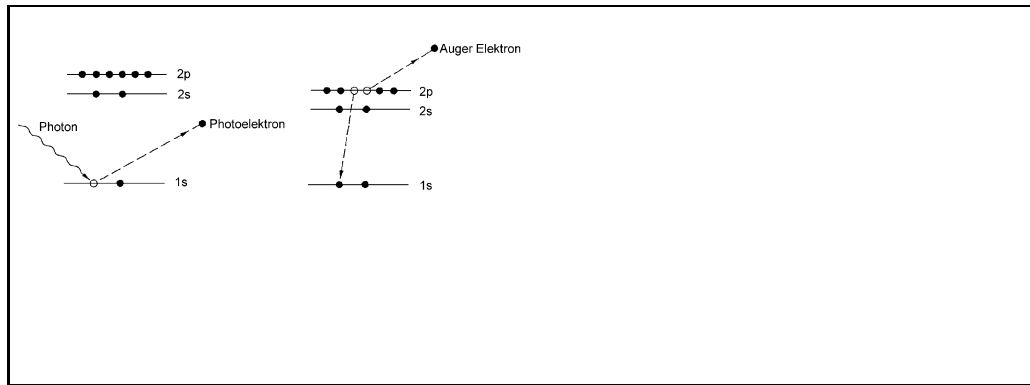


Abbildung 5.7: *Prinzip der Röntgen-Photoelektronen-Spektroskopie (XPS)*  
 links: Das einfallende Photon bertrgt seine gesamte Energie  $h\nu$  auf das  $1s$  Elektron. Das Photoelektron besitzt dann die kinetische Energie  $E_{kin} = h\nu - E_B$  ( $E_B =$  Bindungsenergie des  $1s$  Elektrons).  
 rechts: Das entstandene Loch in der  $1s$  Schale wird von einem  $2p$  Elektron aufgefllt. Die freiwerdende Energie wird auf ein anderes  $2p$  Elektron bertragen, das als Auger-Elektron das Atom verlt.

Die Vernderungen an der Oberflche durch die Kathodenzerstbung, insbesondere die Frage nach dem Reinigungserfolg, wurden mit der oberflchensensitiven Rntgen-Photoelektronen-Spektroskopie (XPS)<sup>3</sup> untersucht. Hierbei werden durch Rntgenquanten Elektronen aus dem Festkrper herausgeschlagen und energieselektiv nachgewiesen (siehe Abbildung 5.7). Die kinetische Energie der Photoelektronen  $E_{kin}$  ist in erster Nherung gegeben durch die Differenz zwischen der Energie der eingestrahltten Rntgenquanten  $h\nu$  und der Bindungsenergie der Elektronen im Festkrper  $E_B$ :

$$E_{kin} = h\nu - E_B$$

Auch die kinetische Energie der entstehenden Auger-Elektronen hngt, wie Abbildung 5.7 zeigt, von den Bindungsenergien der beteiligten Elektronenzustnde ab. Weist man die von der Oberflche der Probe emittierten Elektronen energieselektiv nach und trgt im XPS-Spektrum die Zhlraten gegen die Energie auf, erhlt man Linien an den entsprechenden Stellen im XPS-Spektrum. Da die Bindungsenergie charakteristisch fr jedes Element ist, kann jeder Linie im Spektrum ein Element zugewiesen werden. Das XPS-Spektrum gibt die Zusammensetzung der Oberflche an, da nur Elektronen der ersten 2–10 Monolagen aufgrund der kleinen mittleren freien Weglnge im Festkrper zu den Linien beitragen.

Fr eine quantitative Analyse nimmt man die Flche unter einem Peak als Ma fr die Anzahl der Atome des jeweiligen Elements. Diese Peakflche wird auf den Untergrund des Spektrums normiert, um von Schwankungen in der Nachweis-

<sup>3</sup>X-Ray Photoelectron Spectroscopy



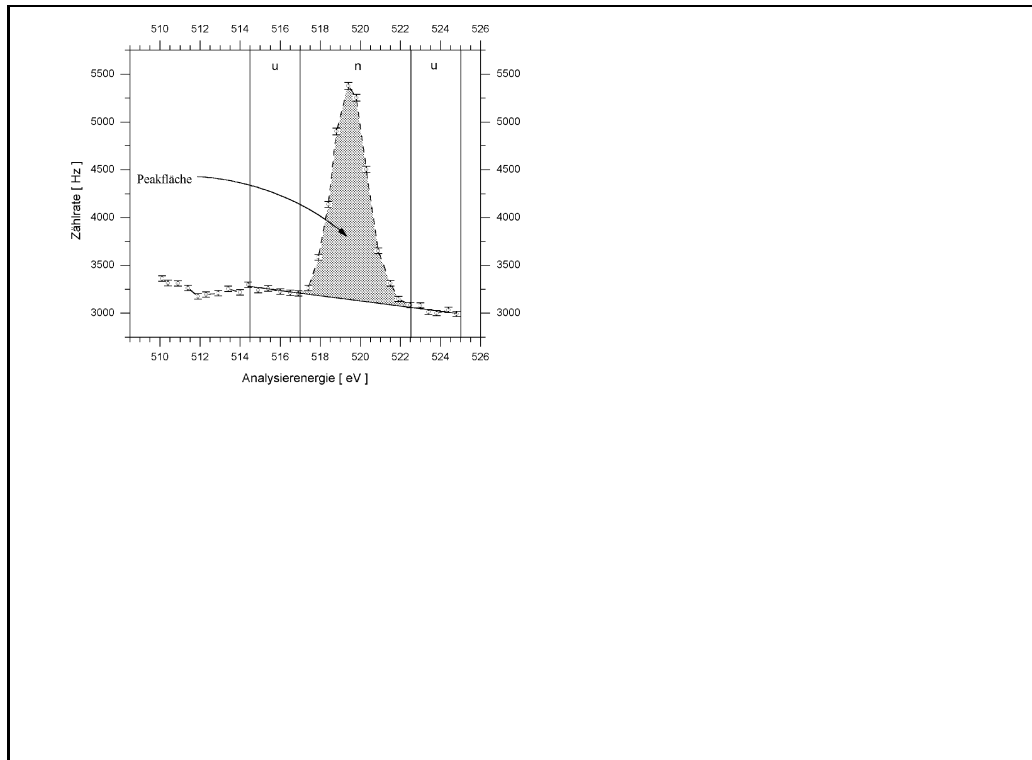


Abbildung 5.8: Normierte Peakfläche am Beispiel von Cs auf  $\text{GaAsP}$ :  $n$  bezeichnet den Peakbereich und  $u$  die Untergrundbereiche

wahrscheinlichkeit des Elektronendetektors oder im Photonenflu der Röntgenkanone unabhängig zu sein (siehe Abbildung 5.8). Die an der  $\text{CdSiAs}_2$ -Probe untersuchten XPS-Linien sind in Tabelle 5.1 mit der Energie der zugehörigen Photoelektronen und ihrer mittleren freien Weglänge angegeben. Es fällt auf, da die  $\text{As}_{2p}$ -Linie des Substrats wegen der mittleren freien Weglänge von nur 2 Monolagen sehr leicht durch Kontaminanten abgeschwächt wird.

Die XPS-Apparatur, in der die Untersuchungen durchgeführt wurden, ist mit einer Schleuse ausgestattet. In der Schleusenkammer, die von einer Turbomolekularpumpe mit einer zweistufigen Drehschieberpumpe evakuiert wird, findet das Sputtern bei einem Druck von  $5 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$  statt. Die Proben wurden für die XPS-Oberflächenanalyse nach dem Sputtern in die Hauptkammer

XPS-Linie	$\text{C}_{1s}$	$\text{O}_{1s}$	$\text{Cd}_{3d}$	$\text{As}_{3d}$	$\text{As}_{2p}$
Energie [eV]	1200	955	1085	1447	165
$\lambda$ [Monolagen]			7	8	2

Tabelle 5.1: Energie und mittlere freie Weglänge  $\lambda$  der untersuchten XPS-Linien

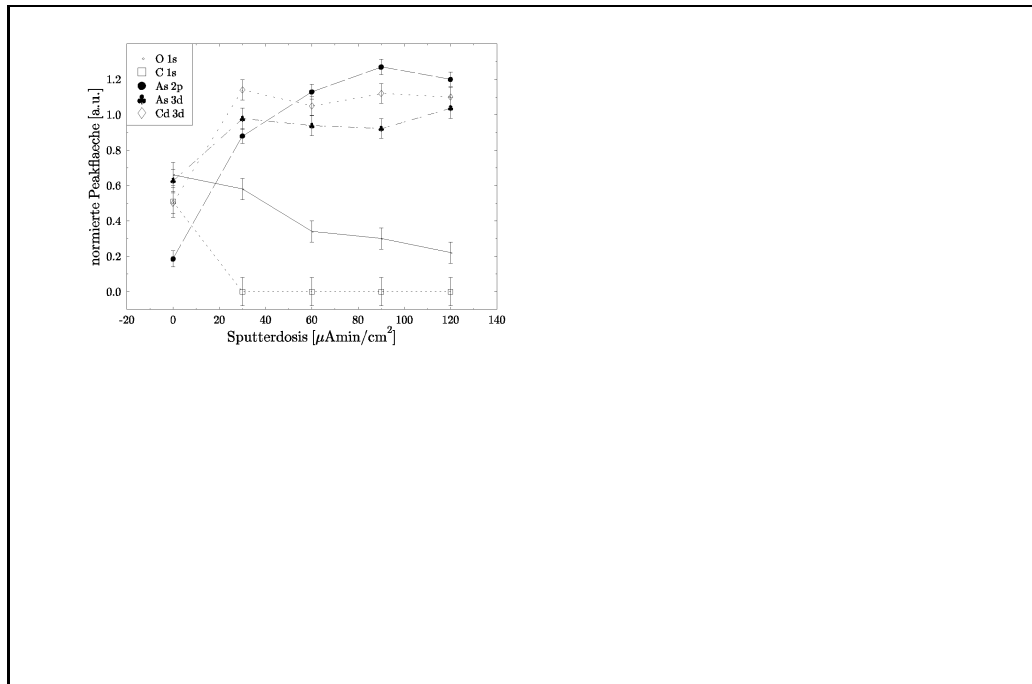


Abbildung 5.9: Oberflächenreinigung eines  $\text{CdSiAs}_2$ -Kristalls durch Sputtern im XPS-Bild: Aufgetragen sind die normierten Peakflächen von den Kontaminanten Sauerstoff und Kohlenstoff und der Substrate Arsen und Cadmium gegen die Sputterdosis.

geschleust. Detaillierte Beschreibungen der verwendeten Apparatur und der XPS-Oberflächenanalyse finden sich bei [Fis94, Laa93, Dre92].

In dem Graphen der Abbildung 5.9 sind die Ergebnisse einer XPS-Untersuchung zusammengefasst. Auf der Abszisse ist die Sputterdosis und auf der Ordinate sind die zugehörigen normierten Peakflächen aufgetragen. Der  $\text{CdSiAs}_2$ -Kristall wurde, nachdem er mit einer Brom-Methanollösung [Bau92] getzt worden war, in die Hauptkammer der XPS-Apparatur eingeschleust. Die ersten Punkte bei der Sputterdosis 0 geben den Zustand der getzten Oberfläche wieder. Der  $\text{As}_{2p}$ -Peak ist deutlich durch Kontamination mit Kohlenstoff und Sauerstoff abgeschwächt. Die nächsten Punkte geben jeweils die Oberflächenzusammensetzung nach dem Sputtern mit einer Dosis von  $30 \frac{\mu\text{A}\cdot\text{min}}{\text{cm}^2}$  an. Die Ionisationskammer lag auf einem Potential von  $200\text{ V}$ , und die Anodenspannung betrug  $80\text{ V}$ , so da die kinetische Energie der Ionen im Bereich von  $200\text{ eV}$  bis  $280\text{ eV}$  verteilt war. Nach dem ersten Sputtervorgang ist das Kohlenstoffsignal schon unter die Nachweisgrenze abgefallen. Die Substratlinien wachsen stark an, das  $\text{As}_{2p}$ -Signal vervierfacht sich sogar. Die Sauerstoffkontamination nimmt nur leicht ab. Im weiteren Verlauf steigt die  $\text{As}_{2p}$ -Linie weiter an, während die beiden anderen Substratlinien,  $\text{As}_{3d}$  und  $\text{Cd}_{3d}$ , im Rahmen der Mefehler konstant bleiben. Die Sauerstoffkontamination nimmt sukzessive auf die Hälfte ab. Das Abbruchkriterium für das weitere

Sputtern war die Steigerung des  $\text{As}_{2p}$ -Signals, das mit der mittleren freien Weglänge seiner Photoelektronen von nur 2 Monolagen extrem empfindlich auf Verunreinigungen der Oberfläche reagiert. Es kann nicht ausgeschlossen werden, da die Sauerstoffverunreinigung nicht auf dem Kristall lokalisiert ist, sondern auf dem Tantalblech der Kristallhalterung, da das ovale Gesichtsfeld des Spektrometers mit den Halbachsen von  $4.3\text{ mm}$  und  $2.6\text{ mm}$  größer als die Kristalloberfläche ist. Bei der Positionierung des Kristalls vor dem Spektrometer wurde darauf geachtet, das Ta-Signal zu minimieren. Es gelang aber nicht, es aus dem XPS-Spektrum zu eliminieren. Abschließend wurde der Kristall erfolgreich mit Cs und  $\text{O}_2$  zu negativer Elektronenaffinität präpariert.

Als Resultat des Sputterns als Reinigungsmethode für den  $\text{CdSiAs}_2$ -Chalkopyriten lässt sich folgendes festhalten:

- Die Kohlenstoffkontamination lässt sich unter die Nachweisgrenze entfernen.
- Das Sauerstoffsignal nimmt ab, ist aber im XPS-Spektrum noch vorhanden.
- Nach dem Reinigen durch Sputtern konnte der  $\text{CdSiAs}_2$ -Kristall zu negativer Elektronenaffinität präpariert werden.

## 5.3 Spinpolarisationsspektren

### 5.3.1 Erwartete Spinpolarisation

Abbildung 5.10 zeigt einen Ausschnitt der Bandstruktur von  $\text{CdSiAs}_2$  am  $\Gamma$ -Punkt. Die drei bergnge, ausgehend von der Valenzbandoberkante, sind mit A, B und C bezeichnet. Neben der Bandstruktur sind die magnetischen Quantenzahlen der Leitungszustände und die optischen bergnge für linkszirkular polarisiertes Licht eingezeichnet. Man erkennt, dass der A-Bergang dann den  $m_j = -1/2$ -Zustand im Leitungsband bevölkert und der B-Bergang den  $m_j = +1/2$ -Zustand. Der C-Bergang zielt wieder in den  $m_j = -1/2$ -Zustand. B- und C-Anregung besitzen die gleiche bergangswahrscheinlichkeit am  $\Gamma$ -Punkt, während der A-Bergang bei Einstrahlung zirkular polarisierten Lichts längs der  $c$ -Achse des Kristalls unterdrückt ist (siehe Abschnitt 2.3). Wählt man die Photonenenergie gleich der Gapenergie von  $1.55 \text{ eV}$ , dann wird nur der A-Bergang angeregt und die Spinpolarisation resultiert zu  $-1$ . Erhöht man die Photonenenergie so weit, dass zusätzlich der B-Bergang angeregt wird, erwartet man aufgrund der größeren bergangswahrscheinlichkeit des B-Bergangs eine Spinpolarisation von fast  $+1$ . Wenn auch noch der C-Bergang angeregt wird, fällt die Spinpolarisation ab, da dieser den  $m_j = -1/2$ -Zustand bevölkert. Dieses Verhalten wurde von F. Baumgartner auch experimentell be-

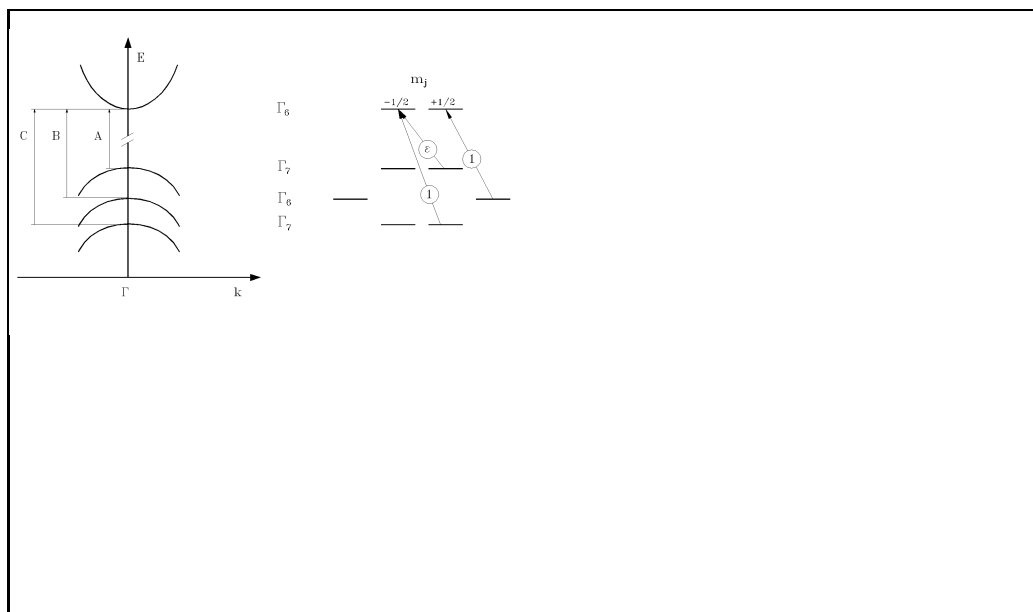


Abbildung 5.10: Schematische Bandstruktur und bergnge für linkszirkular polarisiertes Licht bei  $\text{CdSiAs}_2$ . Die eingekreisten Zahlen an den bergngen stehen für die relative bergangswahrscheinlichkeiten, wobei  $\epsilon$  für eine Zahl klein gegen eins steht. Deshalb erzeugen die bergnge A und B hohe Spinpolarisationen mit verschiedenem Vorzeichen.

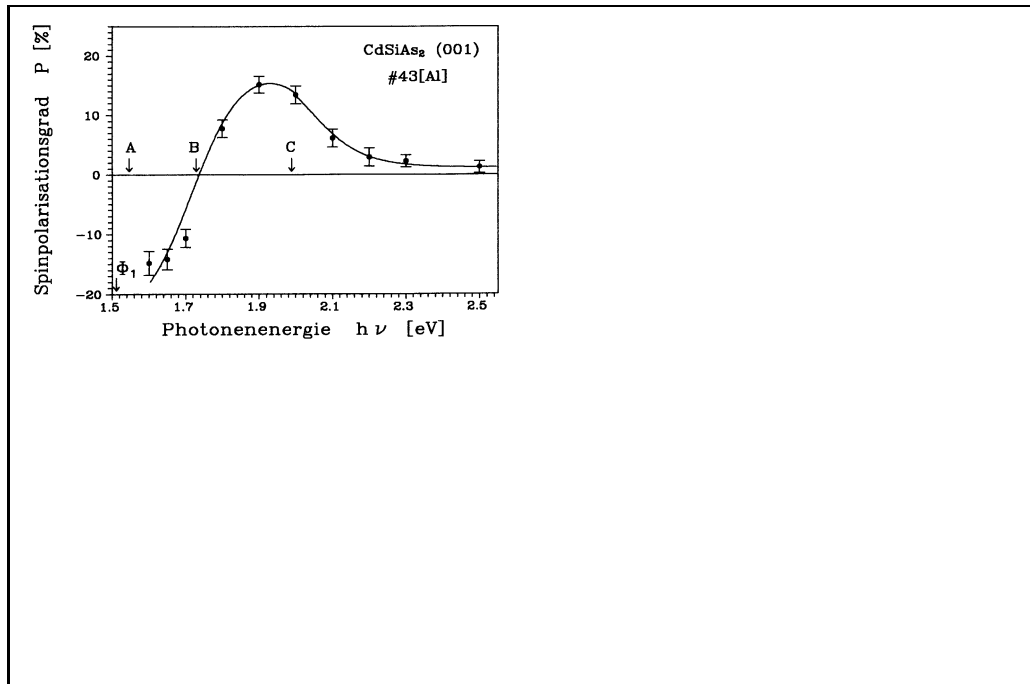


Abbildung 5.11: *Polarisationsspektrum von  $\text{CdSiAs}_2$ : Eingezeichnet sind die bergenge aus dem Schema der Abbildung 5.10 [Bau92].*

obachtet [Bau92]. Abbildung 5.11 zeigt das Polarisationspektrum, das den oben beschriebenen Verlauf qualitativ aufzeigt. Die absoluten Werte entsprechen aber nicht den Erwartungen. Hier vermutet F. Baumgartner unter anderem, da durch die Oberflächenreinigung mit einer Stahlbrste die Ausrichtung der Oberfläche mikroskopisch durch Kratzer zerstört wurde. Dies stellt die Motivation für die im folgenden Abschnitt beschriebenen Polarisationsmessungen an  $\text{CdSiAs}_2$ -Kristallen dar, die mit einer anderen Reinigungsmethode behandelt wurden. Die Oberfläche der Kristalle wurde mit Kathodenzerstübung gereinigt, welche die Ausrichtung der Oberfläche nicht zerstört.

### 5.3.2 Ergebnisse der Spinpolarisationsmessung

Die Polarisationsmessungen wurden in der in Kapitel 3 beschriebenen Apparatur durchgeführt. Die Ionenkanone der XPS-Apparatur wurde dazu an die Schleusenkammer angebaut, um, wie bei den XPS-Untersuchungen, die Oberflächenreinigung durch Sputtern in der Schleusenkammer durchzuführen.

Zuerst wurde die Abhängigkeit der Quantenausbeute von der Sputterenergie gemessen. In Abbildung 5.12 ist die Ionenenergie auf der Abszisse und die erzielte Quantenausbeute bei der Wellenlänge des Helium-Neon-Lasers auf der Ordinate aufgetragen. Die höchste Quantenausbeute erzielt man nach dem

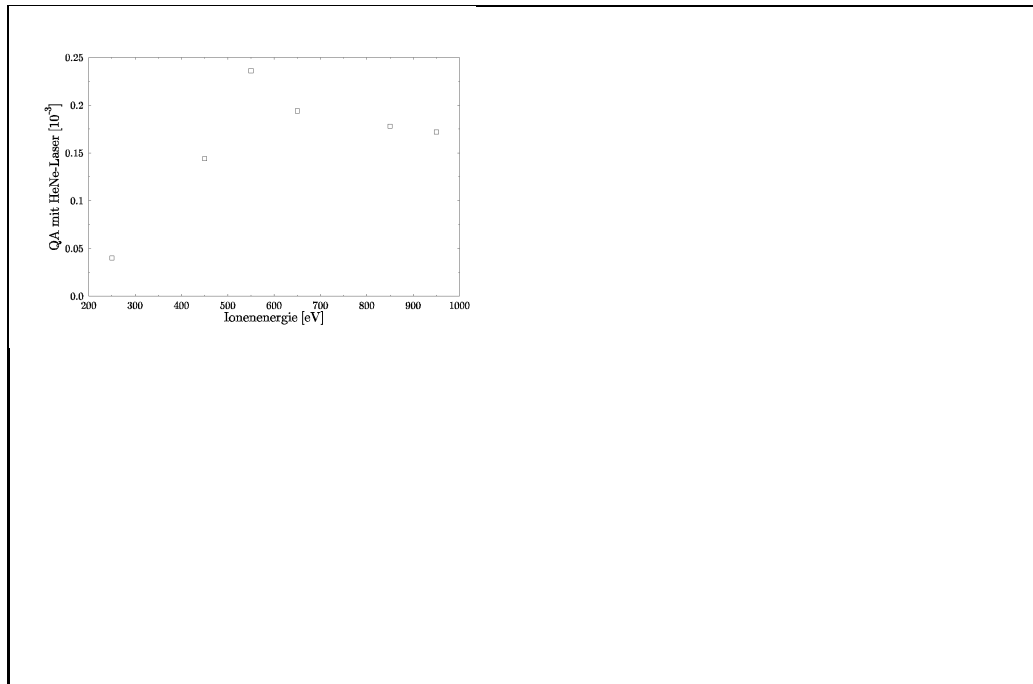


Abbildung 5.12: Die Quantenausbeute von  $\text{CdSiAs}_2$  in Abhängigkeit der Ionenenergie beim Sputtern der Oberfläche: Der  $\text{CdSiAs}_2$ -Kristall wurde mit verschiedenen Ionenenergien gesputtert, anschließend mit  $\text{Cs}+\text{O}_2$  präpariert und die Quantenausbeute mit einem HeNe-Laser bestimmt.

Sputtern mit einer mittleren Ionenenergie von  $550 \text{ eV}$ . Das danach gemessene Polarisationspektrum zeigt Abbildung 5.13.

Die Polarisationswerte sind sehr niedrig und zeigen nicht den erwarteten Verlauf: Man erwartet beim Einsetzen des B-Bergs einen Vorzeichenwechsel der Polarisationswerte. Die gemessenen Polarisierungen sind aber nahezu wellenlängenunabhängig und mit maximal  $6.3\%$  extrem niedrig. Die Quantenausbeute ist im Verhältnis zu den erreichten Werten mit uniaxial deformierten dünnen III-V-Schichten (im Polarisationsmaximum bis zu  $0.5\%$ ) um Größenordnungen kleiner. Selbst wenn man die Quadratwurzel der Quantenausbeute gegen die Photonenenergie aufträgt, wird keine Struktur sichtbar. Man erwartet bei dieser Auftragungsweise Geraden mit wechselnder Steigung an jedem Punkt, an dem ein weiterer Berg angeregt werden kann, da bei einem Berg die Anregungswahrscheinlichkeit quadratisch von der Photonenenergie abhängt.

Diese Ergebnisse können so gedeutet werden, da durch das Sputtern die Kristallstruktur zerstört wird und sich damit die Bandstruktur der Elektronenzustände ändert. Im allgemeinen führt Ionenbeschuss zu folgenden Defekten:

- Änderung der Stöchiometrie

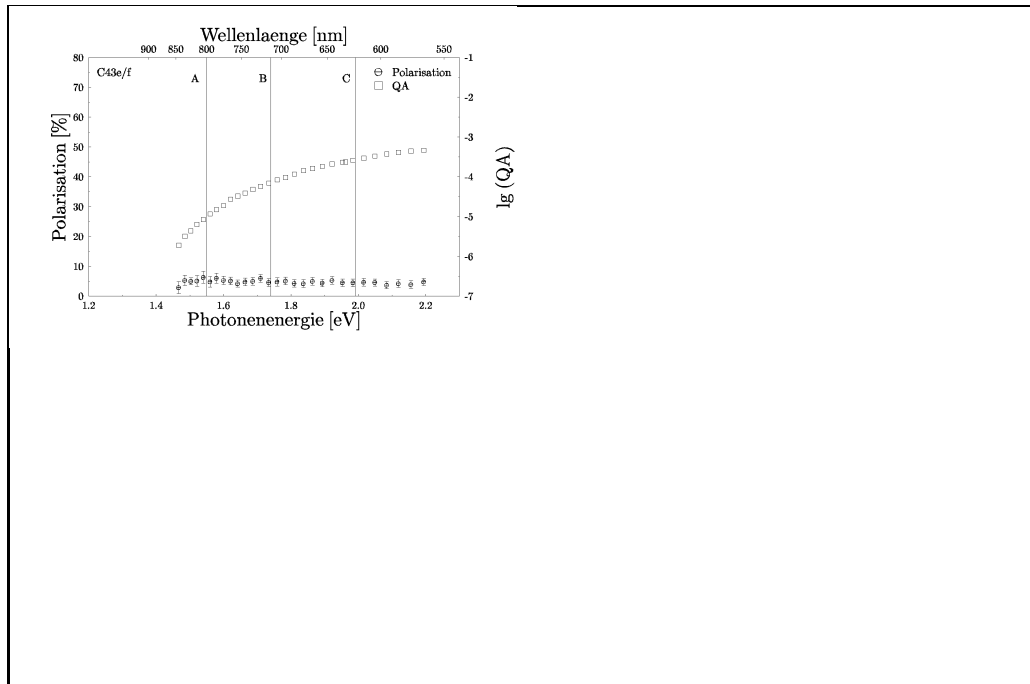


Abbildung 5.13: *Polarisations- und Quantenausbeutespektrum eines mit der Ionenenergie von 550 eV gesputterten  $\text{CdSiAs}_2$*

- Implantation von Ionen
- Punktdefekte  
Das sind Stellen, an denen ein Atom auf einen Zwischengitterplatz (Schottky-Defekt) oder an die Oberfläche (Frenkel-Defekt) gestoßen wurde.

Jede dieser Abweichungen vom idealen Kristall kann zur Bildung von Zuständen im Gap und damit zu einer höheren Rekombinationsrate führen. Die Tiefe, bis zu der ein Kristall Defekte aufweist, wächst mit der Ionenenergie [KKK89, FZED91].

Eine Änderung der Stöchiometrie wurde bei den eigenen XPS-Untersuchungen nicht beobachtet, M. Kimmel vermutet aber eine bevorzugte Entfernung von As [KLSKB89]. Punktdefekte und implantierte Ionen können oft durch Erhitzen ausgeheilt werden. Dabei findet eine Diffusion des implantierten Sputtergases und der Zwischengitteratome des Substrats statt. Dies führt zur „Reparatur“ von Defekten. Die Defektreduzierung durch Ausheilen ist abhängig von der Ausheiltemperatur, der Ionendosis und der Energie der bombardierenden Ionen. Während diese Zusammenhänge bei GaAs genau bekannt sind [OFPW83], ist dies an  $\text{CdSiAs}_2$  noch nicht studiert worden.

Ein Ausheilen der Gitterdefekte durch Erhitzen wurde auch bei den  $\text{CdSiAs}_2$ -Kristallen versucht. Dazu wurde der Kristall von vorne mit einer 100 W Ha-

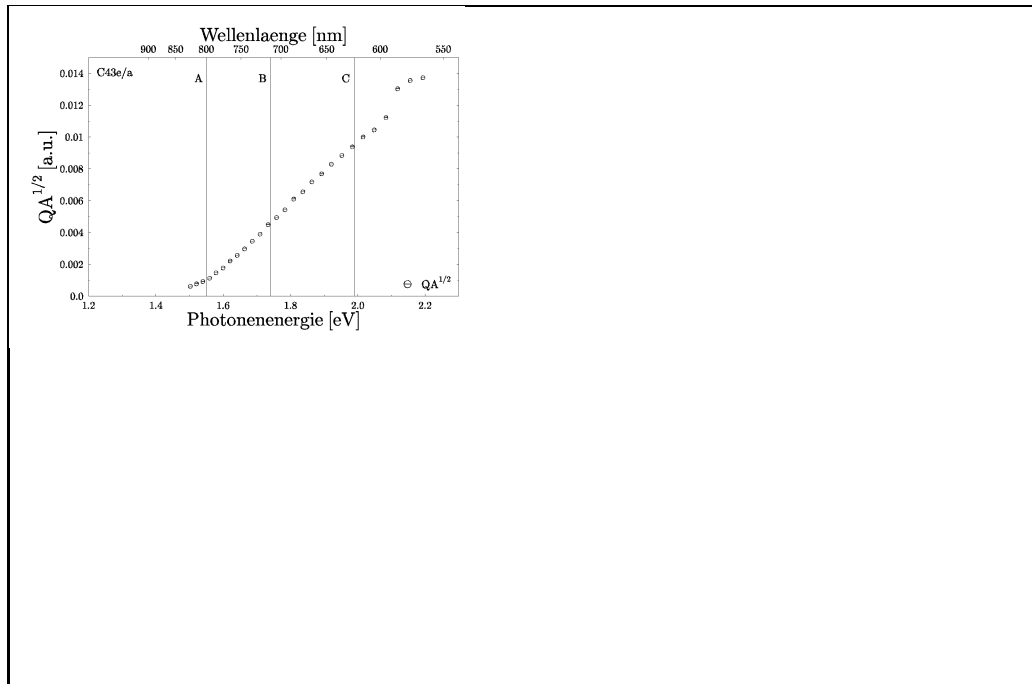


Abbildung 5.14: *Quadratwurzel der Quantenausbeute (QA) gegen Photonenenergie eines nach Sputtern auf  $150^\circ\text{C}$  erhitzten Kristalls. Bei dieser Auftragsweise erwartet man aufgrund der Energieabhängigkeit der Zustandsdichte Geraden mit einem Steigungswechsel, wenn ein neuer bergang angeregt wird.*

logenlampe beleuchtet. Abbildung 5.14 zeigt die Quadratwurzel der Quantenausbeute der Probe  $\text{C43e/a}^4$ , die, nach Sputtern mit einer Ionenenergie von  $550\text{ eV}$ , auf  $150^\circ\text{C}$  erhitzt wurde. Auch hier ist nur direkt am Gap ein Steigungswechsel zu sehen, der auf einen zuztlichen bergang hindeutet. Die Polarisationswerte waren unverndert. Die Temperatur wurde noch auf  $160^\circ\text{C}$  erhht, was einen deutlichen Druckanstieg zur Folge hatte, aber ohne positive Vernderung des Polarisationspektrums blieb. Ohne Erfolg wurden auch die Ionenenergie und die Sputterdosis variiert.

Aufgrund der in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse ist mit den derzeit in der Oberflächenphysik praktizierten Reinigungsmethoden der Chalkopyrit  $\text{CdSiAs}_2$  fr den Einsatz in einer Quelle spinpolarisierter Elektronen ungeeignet. Bessere Eigenschaften bietet der Chalkopyrit  $\text{AgGaAs}_2$ , der wie die III-V-Halbleiter durch thermische Desorption gereinigt werden kann. Zur Zeit ist es aber noch nicht gelungen, eine ausreichend hohe p-Dotierung zu erreichen [Nig93]

<sup>4</sup>Die Bezeichnung wurde von Baumgartner [Bau92] bernommen



# Kapitel 6

## Deformierte Schichten

Eine schon erfolgreich benutzte Methode, die Entartung am Valenzbandmaximum aufzuheben, ist die Deformation des Kristallgitters [MG91, NAH<sup>+</sup>91]. Diese deformierten Kristallgitter werden hergestellt, indem eine dünne Schicht eines Halbleiterkristalls auf ein Substrat, dessen Gitterkonstante leicht von der Gitterkonstanten der Schicht abweicht, aufgedampft wird. Dieser Unterschied in den Gitterkonstanten wird mit der relativen Gitterfehlانpassung  $\Delta a$  angegeben:

$$\Delta a = \frac{a - a_0}{a}.$$

Die Gitterkonstante des Substrats gibt  $a_0$  und die der Schicht  $a$  an.

Die Größe der Aufspaltung und die Verschiebung der Valenzbandzustände am  $\Gamma$ -Punkt relativ zum Leitungsbandminimum können durch Strungrrechnung bestimmt werden [PB59, PB60, PC68, AO83]. Abbildung 6.1 verdeutlicht die verwendeten Bezeichnungen: Die Gap-Energie des nicht deformierten Kristalls soll mit  $E_g$  und die des deformierten mit  $E_g^{def}$  bezeichnet werden. Für  $E_g^{def}$  ergeben die Rechnungen:

$$E_g^{def} = E_g + \left(-2A \frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} + B \frac{c_{11} + 2c_{12}}{c_{11}}\right) \Delta a. \quad (6.1)$$

Hierbei sind  $c_{11}, c_{12}$  Elastizitätsmoduln, A das sogenannte Hydrostatische Deformationspotential und B das Uniaxiale Deformationspotential.  $\Delta a$  gibt die relative Gitterfehlانpassung zwischen Substrat und deformierter Schicht an.

Die Aufspaltung  $\delta E$  des obersten Valenzbands resultiert zu:

$$\delta E = 2B \frac{c_{11} + 2c_{12}}{c_{11}} \Delta a. \quad (6.2)$$

Der Abstand des  $\Gamma^7$ -Zustands des undeformierten Kristalls zum Leitungsbandminimum,  $E_g + \Delta$ , vergrößert sich beim deformierten Kristall zu  $E_{\Delta}^{def}$ . Er kann wie folgt berechnet werden:

$$E_{\Delta}^{def} = E_g + \Delta - 2A \frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} \Delta a. \quad (6.3)$$

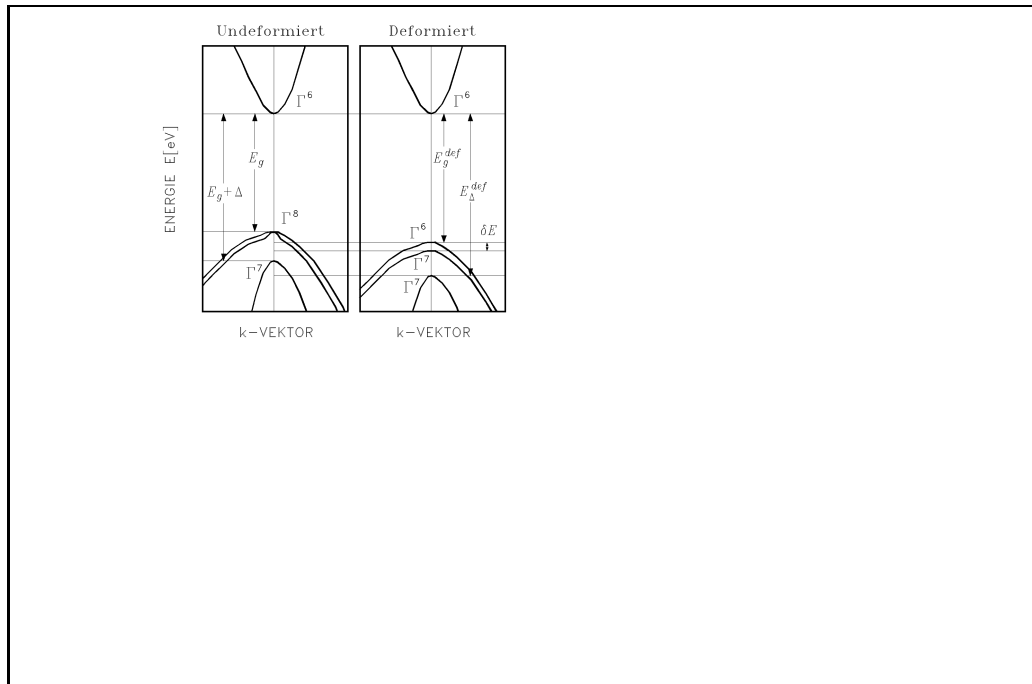


Abbildung 6.1: Verschiebung und Aufspaltung der Bänder am  $\Gamma$ -Punkt bei uniaxialer Deformation: Die Gap-Energie des undeformierten Halbleiters  $E_g$  wird im deformierten zu  $E_g^{def}$ , die Spin-Bahn-Aufspaltung  $E_g + \Delta$  wird zu  $E_{\Delta}^{def}$ . Der entartete  $\Gamma_8$ -Zustand spaltet in einen  $\Gamma_6$ - und einen  $\Gamma_7$ -Zustand auf. Die Aufspaltung beträgt  $\delta E$ .

Die oben angegebenen Gleichungen für  $E_g^{def}$ ,  $\delta E$  und  $E_{\Delta}^{def}$  stellen nur dann eine gute Näherung dar, wenn gilt:

$$\delta E \ll \Delta.$$

Im Sinne der Strungrrechnung heißt dies, da die Deformation, die zur Aufspaltung  $\delta E$  führt, als Strung im Vergleich zu der Spin-Bahn-Aufspaltung  $\Delta$  behandelt werden darf.

Im folgenden sollen die Untersuchungen an deformierten Schichten beschrieben werden, bei deren Design ganz bestimmte Verbesserungen angestrebt wurden.

## 6.1 Stabilität der Polarisierung

### 6.1.1 Relaxation der Spannung durch Ausheizen

Man beobachtet bei den dünnen uniaxial deformierten Schichten, da die Spinpolarisation mit wachsender Anzahl der Ausheizzyklen oder steigender Aus-

heiztemperatur abnimmt. S. Pltzer beobachtete eine Abnahme der maximalen Polarisierung von 70 % auf 60 % bei einer deformierten GaAs-Schicht [Plü94].

Die Polarisationsabnahme wird mit einer Relaxation der Deformation der dnnen Schicht gedeutet. Eine Ursache hierfr ist die Beweglichkeit von Gitterfehlstellen, die mit steigender Temperatur stark zunimmt. Dies wird beim Ausheilen von Gitterfehlern nach Kathodenzerstbung ausgenutzt (englisch: annealing). Im Falle der deformierten Schichten bewirken Gitterfehlstellen an der Grenzschicht zum Substrat durch Versetzungen eine teilweise Aufhebung der Gitterfehlanpassung und damit eine Verringerung der Deformation. Da ein weniger stark deformiertes Kristallgitter weniger potentielle Energie besitzt, knnen die Gitterfehlstellen die Grenzschicht nicht mehr verlassen.

Ziel des Aufbaus der in diesem Abschnitt besprochenen Heterostrukturen ist es, durch eine groe Anzahl von Grenzschichten vor der emittierenden deformierten Schicht zu verhindern, da Gitterfehlstellen aus dem GaAs-Substrat bis in die Deformationsgrenzschicht diffundieren. Abbildung 6.2 zeigt den Aufbau dieser mit dem MOCVD<sup>1</sup>-Verfahren im Ioffe-Institut<sup>2</sup> hergestell-

<sup>1</sup>Metal Oxid Chemical Vapour Deposition

<sup>2</sup>A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Science, 194021 St. Petersburg, group of B. Yavich

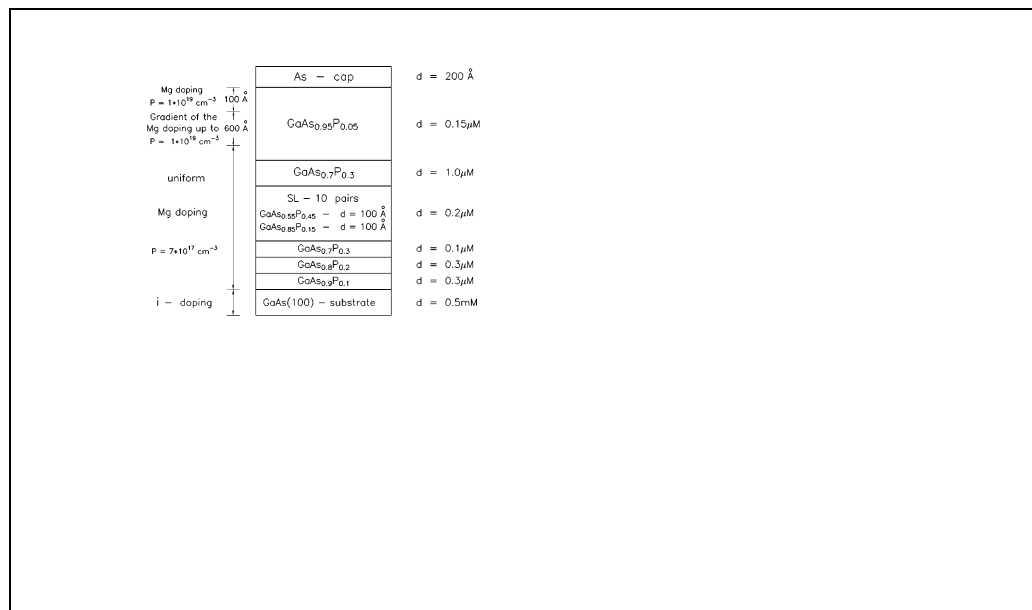


Abbildung 6.2: Aufbau der mit dem MOCVD-Verfahren (Metal Oxid Chemical Vapour Deposition) hergestellten Proben X-1111 und X-1301. Ziel des Aufbaus ist es, durch eine groe Anzahl von Grenzschichten zu verhindern, da Gitterfehlstellen aus dem GaAs-Substrat in die emittierende deformierte Schicht diffundieren.

ten Heterostrukturen. Auf das GaAs-Substrat sind drei Schichten GaAsP mit steigendem Phosphorgehalt aufgedampft. Die Gitterkonstante wird so in drei Stufen auf die Gitterkonstante von GaAs<sub>0.7</sub>P<sub>0.3</sub> angepasst, das als Unterlage die Deformation der dünnen GaAs<sub>0.85</sub>P<sub>0.15</sub>-Schicht bewirkt. Darauf folgt die Multischichtstruktur, die die neuen Eigenschaften dieses Kristalltyps bewirkt. Sie besteht aus zehn GaAs<sub>0.85</sub>P<sub>0.15</sub>/GaAs<sub>0.55</sub>P<sub>0.45</sub> Schichtpaaren, die eine Gitterfehlanpassung von 1.1 % besitzen. Gitterfehlstellen sollen in ihnen eingefangen werden, damit sie nicht die Grenzschicht GaAs<sub>0.7</sub>P<sub>0.30</sub>/GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub> an der Oberfläche erreichen [YYA<sup>+</sup>95].

Für die Berechnung der Übergangsenergien der deformierten GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub> Schicht sind folgende Kenngrößen notwendig [GMS92] (Bezeichnungen wie in Gleichungen 6.1, 6.2 und 6.3):

$$\begin{aligned} a &= 0.5648 \text{ nm} \\ c_{11} &= 1.192 * 10^7 \text{ Ncm}^{-2} \\ c_{12} &= 0.544 * 10^7 \text{ Ncm}^{-2} \\ A &= -7.169 \text{ eV} \\ B &= -1.690 \text{ eV}. \end{aligned}$$

Die Gitterkonstante des GaAs<sub>0.7</sub>P<sub>0.3</sub>-Substrats beträgt:

$$a_0 = 0.5597 \text{ nm}.$$

Damit ergibt sich eine Gitterfehlanpassung  $\Delta a$  von:

$$\Delta a = 0.90 \text{ \%}.$$

Setzt man diese Werte in die Gleichungen 6.1 und 6.2 ein, erhält man folgende Werte für die Bandlücke der deformierten Schicht  $E_g^{def}$  und die Aufspaltung der Valenzbandoberkante  $\delta E$ :

$$\begin{aligned} E_g^{def} &= 1.52 \text{ eV} \\ \delta E &= 0.058 \text{ eV}. \end{aligned}$$

Bei der berechneten Gap-Energie muss berücksichtigt werden, dass schon eine Abweichung in der Zusammensetzung der GaAs<sub>0.05</sub>P<sub>0.95</sub>-Schicht von 2 % absolut das Gap um 20 meV verschiebt. Auf der Wellenlängenskala bedeutet dies eine Veränderung um 12 nm. Die Aufspaltung am Valenzbandmaximum verändert sich bei gleicher Abweichung der Zusammensetzung um 5 meV. Dies entspricht der Bandbreite des verwendeten Monochromators.

Bei den gemessenen Polarisations- und Quantenausbeutespektren wurde angenommen, dass das Polarisationsmaximum bei der Gap-Energie erreicht wird. Deshalb sind die berechnete Gap-Energie  $E_g^{theo}$  und die Aufspaltung  $\delta E$  bezogen auf das Polarisationsmaximum  $E_g^{exp}$  eingezeichnet. Somit kann die Abweichung zur eingezeichneten, berechneten Gap-Energie im Spektrum abgelesen und die beim Kristall realisierte Aufspaltung des Valenzbands mit der theoretisch erwarteten verglichen werden.

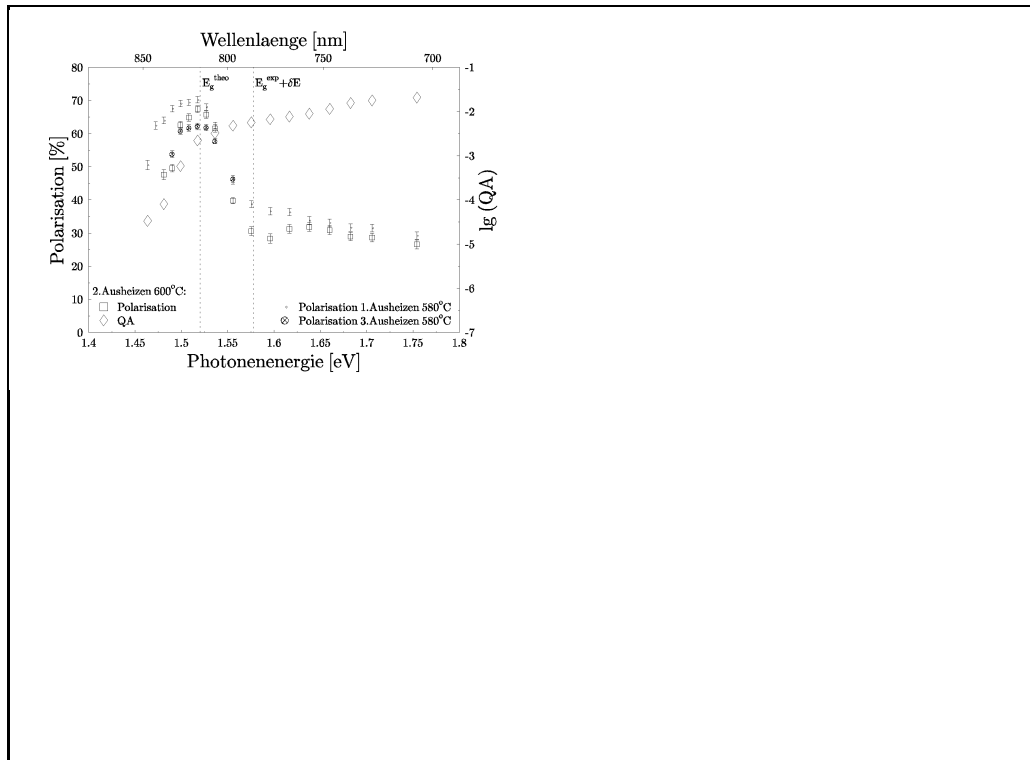


Abbildung 6.3: *Polarisations- und Quantenausbeutespektren der Probe X-956 nach drei Ausheizzyklen. Eingezeichnet sind die berechnete Gapenergie  $E_g^{theo}$  und die Aufspaltung bezglich des Polarisationsmaximums  $E_g^{exp} + \delta E$ .*

### 6.1.2 Messungen zur Relaxationsstabilitt

Den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Aufbau besitzen die Proben X-1111 und X-1301. Fr einen Vergleich stand die Probe X-956 zur Verfugung, die den in Abbildung 6.2 gezeigten Aufbau ohne die Multischichtenstruktur (SL – 10 pairs) aufweist.

An dieser Probe wurden Polarisations- und Quantenausbeutemessungen nach drei verschiedenen Ausheizzyklen durchgefhrht (Abbildung 6.3). Nach dem ersten Ausheizen bei  $580^\circ C$  fr 30 min betrgt die maximale Polarisation  $70.2\% \pm 1.0\%$  bei einer Quantenausbeute von  $0.19\%$ . Bei der zweiten Preparation wurde die Temperatur auf  $600^\circ C$  angehoben. Das Polarisationsmaximum flt auf  $67.4\% \pm 1.1\%$  ab, die Quantenausbeute steigt leicht auf  $0.22\%$  an. Im dritten Ausheizzyklus wurde die Temperatur wieder auf  $580^\circ C$  zurckgenommen, da die Polarisation nach dem Ausheizen bei  $600^\circ C$  gesunken war. Die Polarisation im Maximum flt nach diesem Ausheizzyklus weiter auf  $62.2\% \pm 1.0\%$  ab. Die Quantenausbeute geht auf  $0.13\%$  zurck.

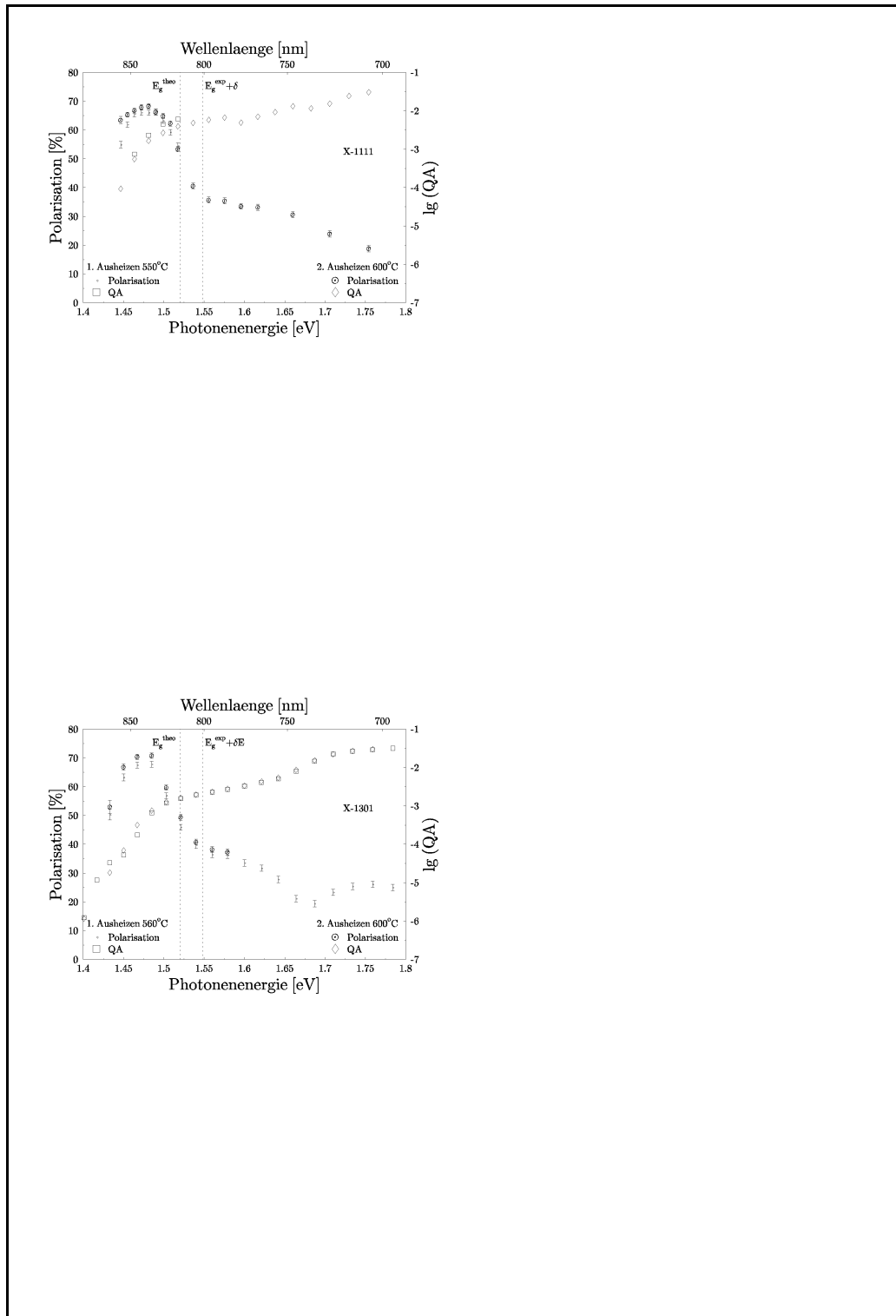


Abbildung 6.4: *Polarisations- und Quantenausbeutespektren nach zwei Aushetzzyklen der Probe X-1111 (oben) und der Probe X-1301 (unten). Eingezeichnet sind die berechnete Gapenergie  $E_g^{theo}$  und die Aufspaltung bezuglich des Polarisationsmaximums  $E_g^{exp} + \delta E$ .*

Die Meergebnisse an dieser Probe besttigen, da die Spannung einer uniaxial deformierten Schicht durch das Ausheizen, das fr die Reinigung der Oberflche bentigt wird, relaxiert und in der Folge die maximale Polarisation abflt.

Die Polarisations- und Quantenausbeutespektren der beiden Proben mit der Multischichtenstruktur, X-1111 und X-1301, zeigt Abbildung 6.4. Die Probe X-1111 wurde bei  $550^{\circ}\text{C}$  und dann bei  $600^{\circ}\text{C}$  fr 30 min ausgeheizt. Die maximale Polarisation steigt leicht von  $66.1\% \pm 0.9\%$  auf  $68.3\% \pm 0.9\%$  an. Die Quantenausbeute nimmt von  $0.22\%$  auf  $0.16\%$  ab.

Auch bei der Probe X-1301 steigt die Polarisation von  $67.8\% \pm 1.0\%$  auf  $70.8\% \pm 0.9\%$  an, wenn die Ausheiztemperatur von  $560^{\circ}\text{C}$  auf  $600^{\circ}\text{C}$  erhht wird. Die Quantenausbeute bleibt auf niedrigem Niveau konstant.

Photokathoden mit dem beschriebenen Schichtaufbau werden seit August '95 in der Quelle spinpolarisierter Elektronen am Elektronenbeschleuniger MAMI eingesetzt. Die schlechten Erfahrungen, die bei Ausheiztemperaturen von  $600^{\circ}\text{C}$  zu Anfang gemacht wurden, sind auf eine unterschiedliche Temperaturreichung in den beiden Apparaturen zurckzufhren [Nac95]. Die Kristalle werden zur Zeit dort bei ca.  $560^{\circ}\text{C}$  ausgeheizt und zeigen auch nach mehrfacher thermischer Behandlung keine Depolarisation. Die erreichten Polarisierungen liegen zwischen  $75\%$  und  $80\%$  bei Quantenausbeuten bis zu  $0.5\%$ . Abschlieend kann man feststellen, da die Multischichtenstruktur die Deformation der Photokathoden vor Relaxation durch Ausheizen schtzt.

## 6.2 Distributed Bragg Reflector

Ein Problem der dnnen deformierten Schichten ist ihre im Verhlnis zu den ausgedehnten Halbleiterphotokathoden geringe Quantenausbeute. Ein Grund hierfr ist, da die Dicke der deformierten Schicht kleiner ist als die Absorptionslnge des Lichts. Whrend die Absorptionslnge in Halbleitern im Bereich von einigen  $\mu\text{m}$  liegt, betrgt die Dicke der deformierten Schicht  $100\text{--}200\text{ nm}$ . Bei greren Schichtdicken besteht die Gefahr, da die Gitterdeformation durch Versetzungen verlorenght. Die Halbleiterphotokathoden mit Distributed Bragg Reflector (DBR) knnen nichtabsorbiertes Licht an der Rckseite des Kristalls reflektieren und so ein weiteres Mal in der deformierten Schicht zur Photoemission verwenden.

### 6.2.1 Aufbau der DBR-Photokathode

Das Funktionsprinzip gibt Abbildung 6.5 schematisch wieder. Das zirkular polarisierte Licht, das nicht in der deformierten Schicht absorbiert wurde, wird am DBR reflektiert. Bei der Reflektion kehrt sich die Zirkularpolarisation um. Im Leitungsband wird aber die gleiche Spinpolarisation bei der Absorption erzeugt, da der Photonenimpuls die Quantisierungsachse fr die

Spinpolarisation darstellt und sich dieser bei der Reflektion auch umgekehrt hat. Für das reflektierte Licht, das nicht absorbiert wird, wirkt die Oberfläche des Kristalls als Spiegel und wirft es in den Kristall zurück. DBR und Oberfläche bilden auf diese Weise einen optischen Resonator.

Der DBR wird gebildet durch  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ -Schichtpaare mit  $x \neq y$ . Der Aluminiumanteil im Halbleiter bestimmt folgendermaßen die optische Dichte:

$$n(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) = 3.59 - 0.71x + 0.09x^2. \quad (6.4)$$

Jeder Schichtwechsel stellt damit auch einen Übergang zwischen einem optisch dünneren und einem optisch dichteren Medium dar, an dem ein Teil des Lichts reflektiert wird. Wenn man nun die Dicke der Schichten so, da die optische Länge gleich  $\lambda_B/4$  ist, dann besitzen Lichtwellen, die von benachbarten Schichtpaaren reflektiert werden, einen Gangunterschied von  $\lambda_B/2$ : Lichtwellen, die durch die optisch dünnere Schicht dringen und an der optisch dichteren Schicht reflektiert werden, weisen nach der Reflektion einen Phasensprung von  $\pi$  auf, so daß sich zusammen mit dem optischen Weg der Gangunterschied  $\lambda_B$  einstellt. Lichtwellen, die nach Durchdringen einer optisch dünneren und einer optisch dichteren Schicht an der darauffolgenden optisch dünneren Schicht ohne Phasensprung reflektiert werden, legen den optischen Weg  $\lambda_B$  zurück. Die höchste Reflektivität eines DBR's erwartet man deshalb bei der Wellenlänge  $\lambda_B$ , da diese Wellen konstruktiv interferieren. Die Bandbreite, in der

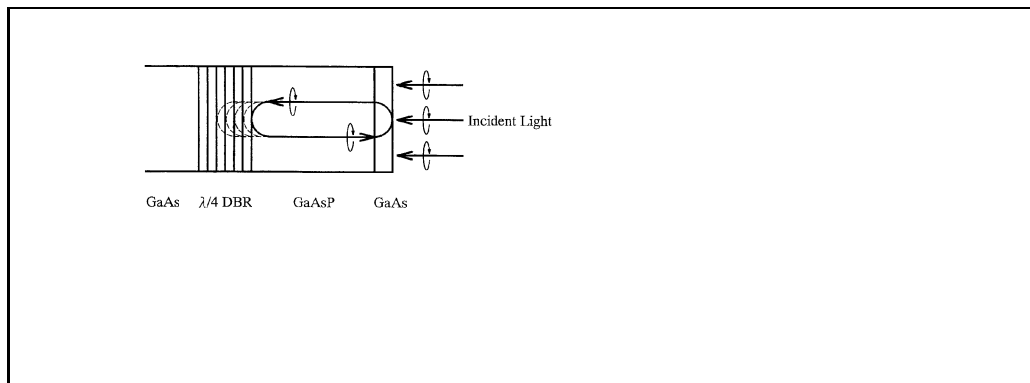


Abbildung 6.5: Funktionsprinzip einer DBR (Distributed Bragg Reflector)-Photokathode: Lichtwellen, die nicht in der deformierten GaAs-Schicht absorbiert werden, werden an den Grenzschichten des DBR reflektiert. Die optische Dicke der Schichten beträgt  $\lambda/4$ , so daß Licht der Wellenlänge  $\lambda$  unter Berücksichtigung von Gangunterschied und Phasensprung konstruktiv interferiert. Bei der Reflektion kehrt sich die Zirkularpolarisation um. Da der ebenfalls umgekehrte Photonenimpuls die Quantisierungsachse für die erzeugte Spinpolarisation darstellt, resultiert die gleiche Spinpolarisation im Leitungsband [SKN<sup>+</sup> 93].



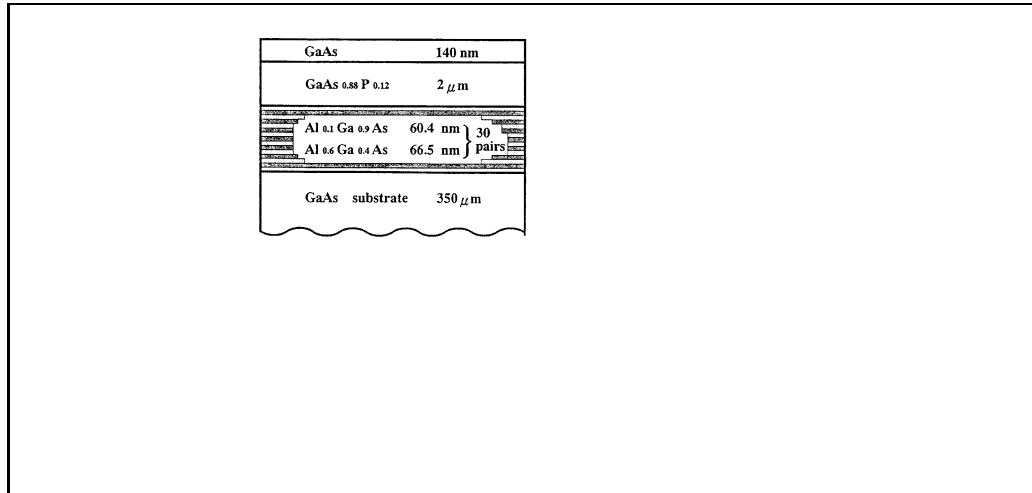


Abbildung 6.6: Schichtaufbau der untersuchten DBR-Photokathode [SKN<sup>+</sup> 93]

die Reflektivität nicht unter 90 % abfällt, ist gegeben durch [Mac86]:

$$\Delta\lambda_B = \frac{4\lambda_B}{\pi} \sin^{-1} \left( \frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right).$$

Bei den untersuchten Proben (siehe Abbildung 6.6) beträgt der Aluminiumanteil 60 % bzw. 10 %, wodurch nach Gleichung 6.4 folgende Brechungsindizes resultieren:

$$n_H = 3.52 \quad n_L = 3.20.$$

Mit diesen Brechungsindizes ergibt sich bei 860 nm eine Bandbreite  $\Delta\lambda_B$  von 52 nm.

Der DBR und die Kristalloberfläche bilden einen optischen Resonator vom Typ des Fabry-Perot-Resonators. Die Resonanzbedingung hierfür lautet:

$$2nL = m\lambda_R \quad (m \in \mathbb{N}).$$

Hier bedeuten  $n$  der Brechungsindex und  $L$  die Länge des Resonators. Der Abstand zwischen zwei Resonanzen berechnet sich zu [KSAT83]:

$$\Delta\lambda_R = \frac{\lambda_R^2}{2n_{eff}L},$$

wobei  $n_{eff}L$  den effektiven Brechungsindex, der die Dispersion berücksichtigt, bezeichnen soll. Er ist definiert als

$$n_{eff} = n \left[ 1 - \frac{\lambda_R}{n} \frac{dn}{d\lambda_R} \right].$$

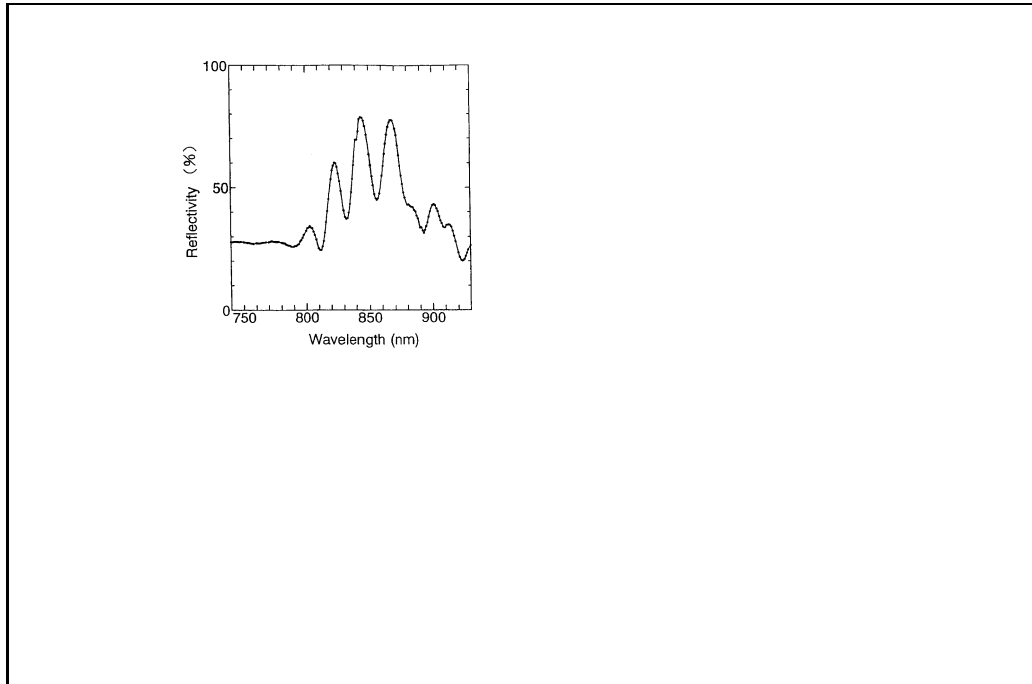


Abbildung 6.7: Reflektivität an der Oberfläche eines DBR-Kristalls in Abhängigkeit der Wellenlänge [SKN<sup>+</sup> 93]

Ihn erhält man folgendermaßen aus den optischen Dicken der beteiligten Schichten:

$$n_{eff}L = n_{eff}(GaAs)t + n_{eff}(GaAsP)l + n_{eff}(DBR)d.$$

Bei dem Schichtaufbau (siehe Abbildung 6.6) des untersuchten Kristalls beträgt  $t = 140 \text{ nm}$  und  $l = 2000 \text{ nm}$ . Die mittlere Eindringtiefe des Lichts in die DBR-Schicht wird mit  $d = 700 \text{ nm}$  angenommen [YSC89]. Mit diesen Werten kann  $\Delta\lambda_R$  zu 20-30 nm abgeschätzt werden. Das heißt, daß in dem Wellenlängenbereich  $\Delta\lambda_B$ , in dem der DBR reflektiert, zwei bis drei Resonanzen des Fabry-Perot liegen.

In dem Graphen der Abbildung 6.7 ist die gemessene Reflektivität an der Oberfläche eines DBR-Kristalls in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. Zum einen erkennt man, daß die Reflektivität ab 800 nm ansteigt, bei ca. 850 nm ein absolutes Maximum von 80 % erreicht und dann wieder abfällt. Unterbrochen ist dieser Verlauf von scharfen Einbrüchen bei den Resonanzwellenlängen des Fabry-Perot, bei denen viel Energie in den Resonator eingekoppelt werden kann. An diesen Stellen erwartet man eine Steigerung der Quantenausbeute.

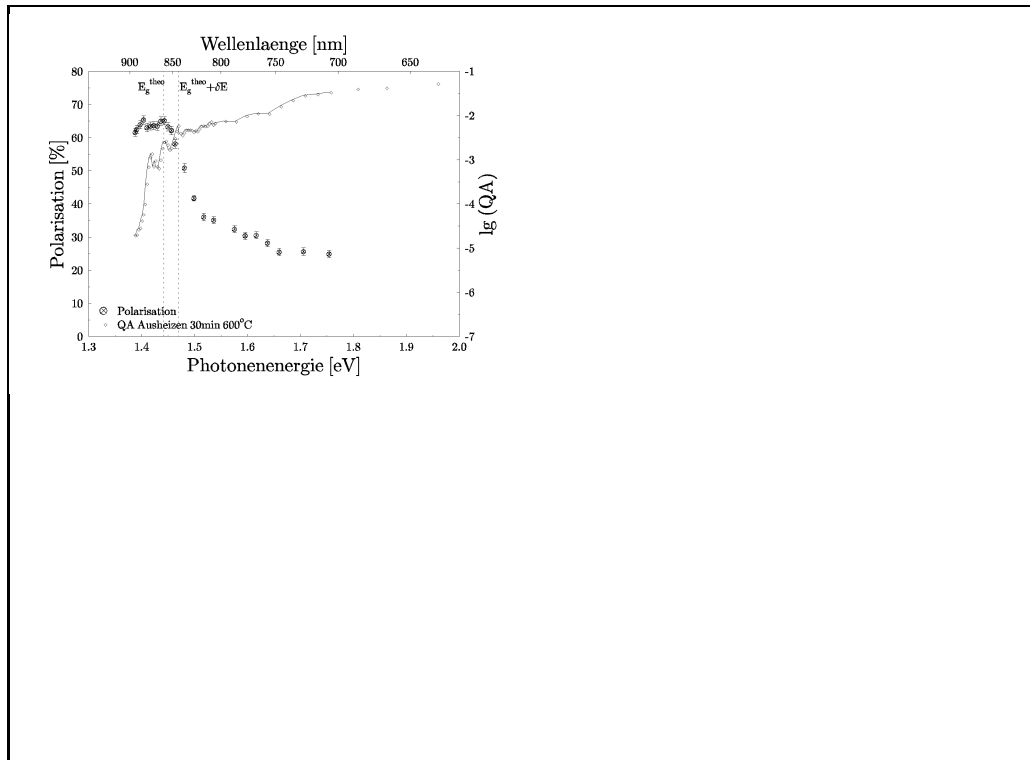


Abbildung 6.8: *Polarisations- und Quantenausbeute der DBR-Photokathode. Eingezeichnet sind die berechnete Gapenergie  $E_g^{theo}$  und die Aufspaltung  $E_g^{theo} + \delta E$ .*

### 6.2.2 Meergebnisse

Der oben beschriebene Kristall wurde mit steigenden Temperaturen ausgeheizt, präpariert und sein Polarisations- und Quantenausbeutespektrum gemessen. Die Temperaturen betragen 400, 500, 550, 580, 600 und 650 °C, wobei der Kristall nach der Behandlung bei 650 °C einen starken Verlust an Quantenausbeute und Polarisation aufwies. Es muss davon ausgegangen werden, da die Kristallstruktur bei dieser Temperatur zerstört wird. Die höchste Quantenausbeute wurde nach dem Ausheizen bei 600 °C erzielt. Abbildung 6.8 gibt das Polarisations- und Quantenausbeutespektrum in diesem Zustand wieder. Deutlich ist an dem Verlauf der Quantenausbeute der Einfluss der DBR-Schicht zu erkennen. Im Bereich der höchsten Polarisationswerte durchläuft die Quantenausbeutekurve drei Maxima. Bei dem mittleren Maximum von 0.26 % bei 857 nm liegt auch der höchste Polarisationswert von  $65.1\% \pm 1.2\%$ . Die Steigerung der Quantenausbeute an diesem Punkt kann abgeschätzt werden, wenn man die beiden Fupunkte des lokalen Quantenausbeutemaximums linear verbindet und den Maximalwert mit dem linear ermittelten vergleicht. Bei diesem Spektrum erhält man mit dieser Methode eine Steigerung der Quantenausbeute am Polarisationsmaximum von zwei.

Des Weiteren sind die nach den Gleichungen 6.1 und 6.2 berechnete Gapenergie und die Aufspaltung des Valenzbandmaximums der deformierten GaAs-Schicht eingezeichnet. Das Polarisationsmaximum wird, wie erwartet, bei der Gapenergie angenommen. Die Photoemission bei Energien kleiner als die Gapenergie kann mit Strstellenzuständen in der Energielücke erklärt werden. Die Aufspaltung des Valenzbandmaximums liegt in dem steilen Abfall der Polarisation bei einem Polarisationswert von maximal 50 %. Eine Anregung bei dieser Photonenenergie entspricht den Verhältnissen, wie sie bei einem undeformierten Kristall anzutreffen sind. Man erwartet deshalb bei dieser Energie eine Polarisation von 50 % (siehe Abschnitt 2.1). Im Spektrum wird dieser erwartete Wert angenommen, was für eine gute Realisierung der Deformation bei diesem Kristall spricht. Die berechnete Aufspaltung wird bei dieser Probe voll erreicht.

Im Experiment konnte gezeigt werden, dass der DBR die Quantenausbeute steigert. Die beobachtete Verdoppelung der Quantenausbeute ist geringer als die von T. Saka et al. beobachtete Steigerung um den Faktor 8 [SKN<sup>+</sup>93], die aber nach einer anderen Methode bestimmt wurde: Die Autoren verglichen die Quantenausbeute von zwei verschiedenen Kristallen miteinander, wobei einer mit DBR versehen war. Die Autoren bemerken, dass bei dieser Methode unterschiedliche Beschaffenheit der Oberflächen, die unabhängig von der DBR-Schicht ist, zu einem Fehler führen können.

Vergleicht man den absoluten Wert der Quantenausbeute mit dem anderer deformierter Schichten, speziell den deformierten GaAsP-Schichten (siehe Abschnitt 6.1), stellt man keine signifikante Verbesserung bei der Wellenlänge des Polarisationsmaximums fest. Eine GaAsP-Schicht, deren Messkurve in dieser Arbeit nicht enthalten ist, betrifft mit 0.50 % deutlich den Wert des DBR-Kristalls [Nac95]. Grundsätzlich müssen diese Vergleiche aber mit der im vorherigen Absatz erwähnten Vorsicht beurteilt werden, da sich bei der Bewertung der Quantenausbeute unterschiedlicher Kristalle Einflüsse, die nicht kristallspezifisch sind, nicht abtrennen lassen. An erster Stelle dieser Einflüsse ist die Beschaffenheit der Oberfläche zu nennen, die aber in der verwendeten Apparatur nicht beobachtbar war.

Festzuhalten bleibt, dass die Integration eines DBR in den Schichtaufbau von Halbleiterphotokathoden mit dünnen deformierten Schichten die Quantenausbeute erhöht. Bezieht man die beobachtete Verbesserung auf die derzeit leistungsstärksten Photokathoden, so ergibt sich eine Polarisation von 80 % bei einer Quantenausbeute von 1 %.

# Kapitel 7

## Messungen an Superlattice–Strukturen

### 7.1 Undeformierte Superlattice–Strukturen

In diesem Abschnitt werden die Resultate präsentiert, die mit einer undeformierten Superlattice–Struktur erzielt wurden. Die untersuchte Probe wurde von der Firma NEC<sup>1</sup> in Zusammenarbeit mit der Forschungsgruppe um T. Nakanishi mit dem MBE<sup>2</sup>–Verfahren hergestellt. Den Aufbau der Schichten zeigt Abbildung 7.1. Auf das GaAs(100) Substrat wird eine GaAs–Schicht mit MBE aufgebracht, da mit diesem Verfahren extrem glatte Oberflächen, wie sie als Basis für die Superlattice–Struktur benötigt werden, herstellbar sind. Die folgende Al<sub>0,35</sub>Ga<sub>0,65</sub>As Schicht dient mit ihrer Bandlücke von 1.92 eV als Elektronenbarriere und verhindert, dass die Elektronen aus der Superlattice–Schicht in das Substrat diffundieren. Die Superlattice–Schicht besteht aus 18 Paaren von GaAs/Al<sub>0,35</sub>Ga<sub>0,65</sub>As Schichten. Bei dieser Schichtzusammensetzung nutzt man aus, dass sich bei der Substitution von Ga durch Al im GaAs Halbleiter die Bandlücke vergrößert, die Gitterkonstante aber nahezu gleich bleibt. So beträgt die Bandlücke von der verwendeten Zusammensetzung Al<sub>0,35</sub>Ga<sub>0,65</sub>As 1.92 eV im Vergleich zu 1.42 eV bei GaAs. Die AlGaAs–Schicht dient mit ihrer größeren Bandlücke als Potentialbarriere, und man erhält damit die für die Aufspaltung der  $m_j = \frac{1}{2}$  und  $m_j = \frac{3}{2}$  Zustände benötigte Eingrenzung der Ladungsträger in der GaAs–Schicht (siehe Abschnitt 2.2). Die Gitterkonstanten sind mit 0.5653 nm (GaAs) bzw. 0.5655 nm (Al<sub>0,35</sub>Ga<sub>0,65</sub>As) nahezu identisch, und eine Deformation der Gitter findet deshalb nicht statt. Vor atmosphärischen Verunreinigungen schützt eine 2 μm dicke As–Passivierungsschicht. Sie kann im Ultra–Hoch–Vakuum bei ca. 400°C entfernt werden.

---

<sup>1</sup>Fundamental Research Laboratories, NEC Corporation, Tsukuba-city, 305 Japan

<sup>2</sup>Molecular Beam Epitaxy

$2\mu\text{m}$	As-Schutzschicht	
0.2 $\mu\text{m}$ Superlattice		Be-dotiert
18 Paare	19.81 $\text{\AA}$ GaAs	$p=6.15 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
	31.13 $\text{\AA}$ $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$	$p=4.00 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
1 $\mu\text{m}$ $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$		$p=5.00 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
500 $\text{\AA}$ GaAs Pufferschicht		$p=7.69 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
400 $\mu\text{m}$ GaAs Substrat		$p=2.00 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

Abbildung 7.1: Aufbau der mit dem Molecular Beam Epitaxy-Verfahren (MBE) hergestellten, undeformierten Superlattice-Struktur. Die As-Schutzschicht wird im UHV thermisch desorbiert.

Für die Untersuchungen stand eine  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  Probe zur Verfügung, die zweimal bei  $400^\circ\text{C}$  für 30 min ausgeheizt wurde. Die besten Ergebnisse wurden nach der zweiten Reinigung erzielt. Abbildung 7.2 zeigt das Polarisations- und Quantenausbeutespektrum. Das Polarisationsmaximum bei  $761 \text{ nm}$  beträgt 56 % und ist mit einer Quantenausbeute von 1.1 % verbunden. Der Steigungswechsel im Quantenausbeutespektrum signalisiert, da dort die Anregung direkt an der Bandlücke stattfindet. Bei höheren Photonenenergien wird zusätzlich aus den Zuständen der leichten Lcher angeregt. Dies zeigt sich im Polarisationspektrum in einem steilen Abfall auf 35 %. Die berechnete Aufspaltung zwischen den Zuständen der leichten und schweren Lcher beträgt  $44 \text{ meV}$  [NAH<sup>+</sup>91]. In dem gemessenen Spektrum kann die Größe der Aufspaltung nach oben abgeschätzt werden, wenn man die Photonenenergie-Differenz zwischen dem Polarisationsmaximum und dem Anfang des Plateaus bei 35 % bestimmt. Diese Differenz beträgt bei der Probe  $35 \text{ meV}$ . Die theoretisch mögliche Aufspaltung wurde bei diesem Beispiel also nicht erreicht.

Dies kann in Schichtdickenschwankungen begründet sein. Durch die Lichtflecksgröße von  $1 \times 3 \text{ mm}^2$  mittelt man bei der Photoemission über Gebiete mit unterschiedlicher Schichtdicke, und die Ergebnisse werden energetisch unscharf. Die erreichte Polarisation von 56 % zeigt aber, da die Entartung aufgehoben ist, und die erzielte Quantenausbeute von 1.1 % ist etwa doppelt so hoch wie die Werte für dünne uniaxial deformierte Schichten.

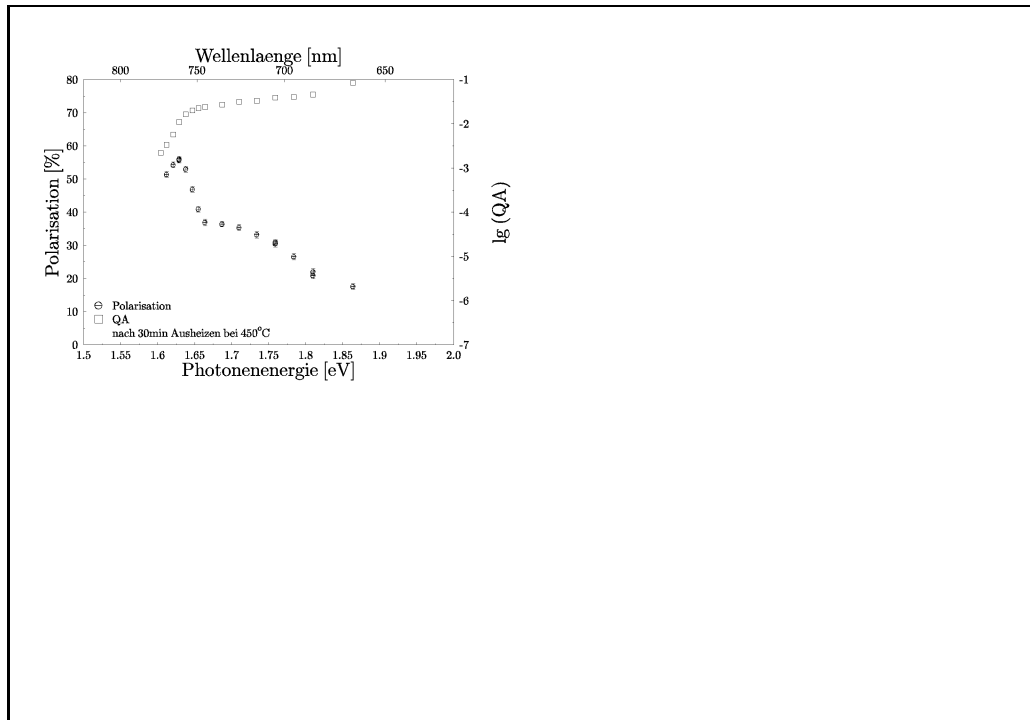


Abbildung 7.2: *Polarisations- und Quantenausbeutespektrum nach Ausheizen bei 450°C für 30 min: Das Polarisationsmaximum bei 760 nm beträgt (56.0±0.9) % bei einer Quantenausbeute von 1.1 %.*

## 7.2 Uniaxial deformierte Superlattice-Strukturen

Die uniaxial deformierten Superlattice-Strukturen wurden im Ioffe-Institut<sup>3</sup> mit dem MBE-Verfahren hergestellt. Den Aufbau der Halbleiterschichten gibt Abbildung 7.3 wieder. Auf das GaAs(100)-Substrat wurde erst eine GaAs-Schicht mit dem MBE-Verfahren aufgebracht. Dies gewährleistet eine auf atomarem Maßstab glatte Oberfläche als Basis für die folgenden Schichten. Die  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schicht wirkt durch ihr großes Gap von 1.83 eV als Barriere und verhindert, dass angeregte Elektronen aus der Superlattice-Schicht in den Kristall zurückdiffundieren. Als nächstes kommt die eigentliche Superlattice-Schicht. Sie besteht aus 20 Paaren von 30 Å dicken  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  und  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  Schichten. Der relative Unterschied in den Gitterkonstanten beträgt bei diesen beiden Zusammensetzungen 1.05 %. Eine 30 Å-dünne GaAs-Schicht schützt das Aluminium in der  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ -Schicht vor Oxidation. Sie stellt aber eine Potentialbarriere für Elektronen im Leitungsband auf dem Weg in das Vakuum dar, da GaAs eine größere Gap-Energie als  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$

<sup>3</sup>A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Science, 194021 St. Petersburg, V. Ustinov and A. Zhakov group of P. Kop'ev

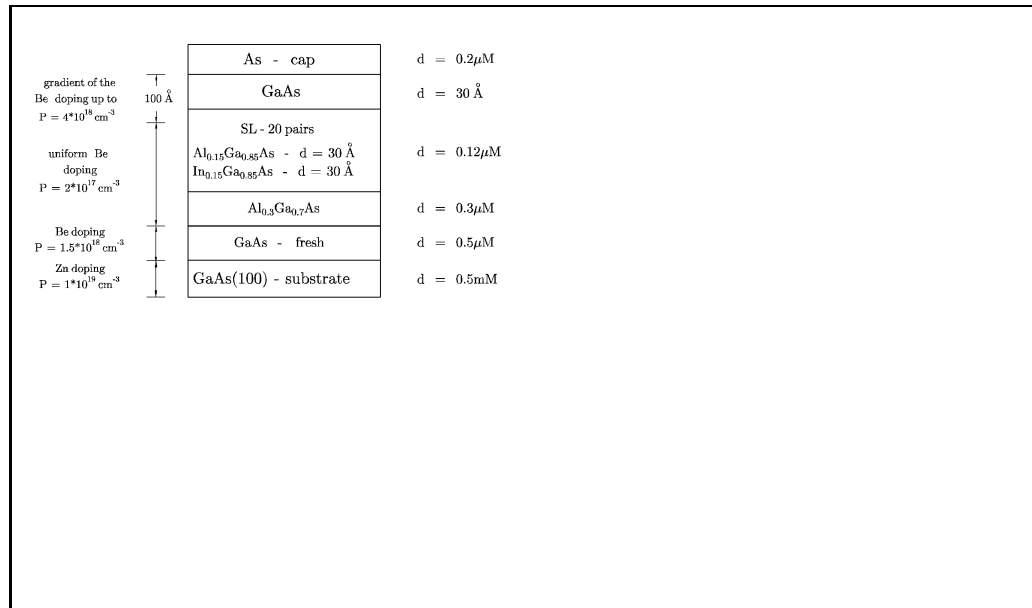


Abbildung 7.3: Aufbau der mit dem Molecular Beam Epitaxy-Verfahren (MBE) hergestellten, uniaxial deformierten Superlattice-Struktur 1-431. Die As-Schutzschicht wird im UHV thermisch desorbiert.

besitzt. Der Einfluß dieser Barriere wird durch die geringe Dicke ( $30\text{\AA}$ ), die noch im Bandbiegungsbereich liegt, abgeschwächt. GaAs an der Oberfläche bietet den Vorteil, da wegen der im Vergleich zu  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  geringeren Bandlücke die Elektronenaffinität stärker abgesenkt wird (siehe Abschnitt 4.1). In den letzten  $100\text{\AA}$  wird der Dotierungsgrad von  $2 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$  auf  $4 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$  angehoben. Die hohe p-Dotierung an der Oberfläche soll die negative Elektronenaffinität begünstigen (siehe Abschnitt 4.1), während eine zu hohe p-Dotierung im Halbleiter durch eine höhere Wahrscheinlichkeit der Elektronen-Loch-Streuung zu einer geringeren Depolarisation der Elektronen beim Transport in das Vakuum führen würde. Den Abschluß bildet eine As-Passivierungsschicht, die am Ende der Herstellung aufgedampft wird. Sie verhindert, daß die Kristalloberfläche später verschmutzt wird und läßt sich durch Erhitzen des Kristalls auf ca.  $400^\circ\text{C}$  im Vakuum entfernen. Man erhält so schon bei niedrigen Ausheiztemperaturen eine Oberfläche mit der hohen Reinheit des Herstellungsprozesses. Abbildung 7.3 gibt den Aufbau der Probe 1-431<sup>4</sup> wieder. Die beiden anderen untersuchten Proben unterscheiden sich in Anzahl der Superlattice-Paare und im Indiumgehalt der InGaAs-Schicht. Tabelle 7.1 faßt die Unterschiede der Proben zusammen, wobei  $\Delta a$  in folgender Weise die relative Gitterfehlpassung bezeichnet:

$$\Delta a = \frac{a_1 - a_2}{a_1} \quad a_1 > a_2$$

<sup>4</sup>Die Probenbezeichnung wurde vom Hersteller übernommen



Probe	SL-Paare	SL-Schicht	$\Delta a$
1-431	20	$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As} / \text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$	1.05 %
2-375	50	$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As} / \text{In}_{0.10}\text{Ga}_{0.90}\text{As}$	0.69 %
2-374	20	$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As} / \text{In}_{0.10}\text{Ga}_{0.90}\text{As}$	0.69 %

Tabelle 7.1: Anzahl der Schichtpaare, Schichtzusammensetzung und relative Gitterfehlانpassung ( $\Delta a$ ) der untersuchten Proben

$\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$			$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$		
$\text{VB}_{hh}$	$\text{VB}_{lh}$	CB	$\text{VB}_{hh}$	$\text{VB}_{lh}$	CB
0.00	-0.068	1.264	-0.144	-0.142	1.471

Tabelle 7.2: Lage des Leitungs(CB)- und Valenzbandes(VB) an der Grenzschicht des Superlattice 1-431. Das Valenzband spaltet in eines der schweren Lcher ( $\text{VB}_{hh}$ ) und eines der leichten Lcher ( $\text{VB}_{lh}$ ) auf

Die Gitterkonstante der InGaAs-Schicht ändert sich mit dem Indiumgehalt. Durch Variation des Indiumgehalts ist es somit möglich, die Gitterfehlانpassung der InGaAs- und AlGaAs-Schicht, und damit auch die erzielbare Deformation, zu steuern. Bei einem Indiumgehalt von 15 % (Probe 1-431) beträgt die relative Gitterfehlانpassung 1.05 %. Wird der Indiumgehalt auf 10 % gesenkt (Proben 2-375 und 2-374), nimmt die relative Gitterfehlانpassung auf 0.69 % ab.

Die mit der Gitterfehlانpassung verbundene Deformation des Kristallgitters sorgt für eine zusätzliche Aufspaltung der Zustände der leichten und schweren Lcher. Die Lage des Valenzbands und des Leitungsbands an den Grenzschichten des Superlattice, unter Berücksichtigung der Aufspaltung des Valenzbands durch die Gitterdeformation, zeigt Tabelle 7.2 für den Fall, da der Indiumanteil 15 % beträgt.

Die periodische Variation des effektiven Potentials an den Grenzschichten führt zur Quantisierung der Zustände senkrecht zur Schichtebene, den sogenannten „Minibändern“ (siehe Abschnitt 2.2). Die Minibänder der Elektronen sowie der leichten und der schweren Lcher als Funktionen des Wellenvektors  $\vec{k}$  parallel zur Wachstumsrichtung sind für den  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  Superlattice in Abbildung 7.4 wiedergegeben. Dieses Spektrum wurde mit der Näherung der Einhüllfunktion (envelope-function approximation) im Rahmen des Modells von Kane für das Leitungsbandminimum und für die Zustände der schweren und leichten Lcher des Valenzbandmaximums berechnet [GRS92].

Die Auswahlregeln für optische Übergänge hängen von der Polarisation des Lichts und der Symmetrie der Minibandzustände ab. Für Superlattices aus III-V-Halbleitern lautet eine Auswahlregel:  $n_e - n_n = 2p$ , wobei  $n_e$  und  $n_n$  die Nummer des Minibands angeben und  $p$  eine natürliche Zahl einschließlich der

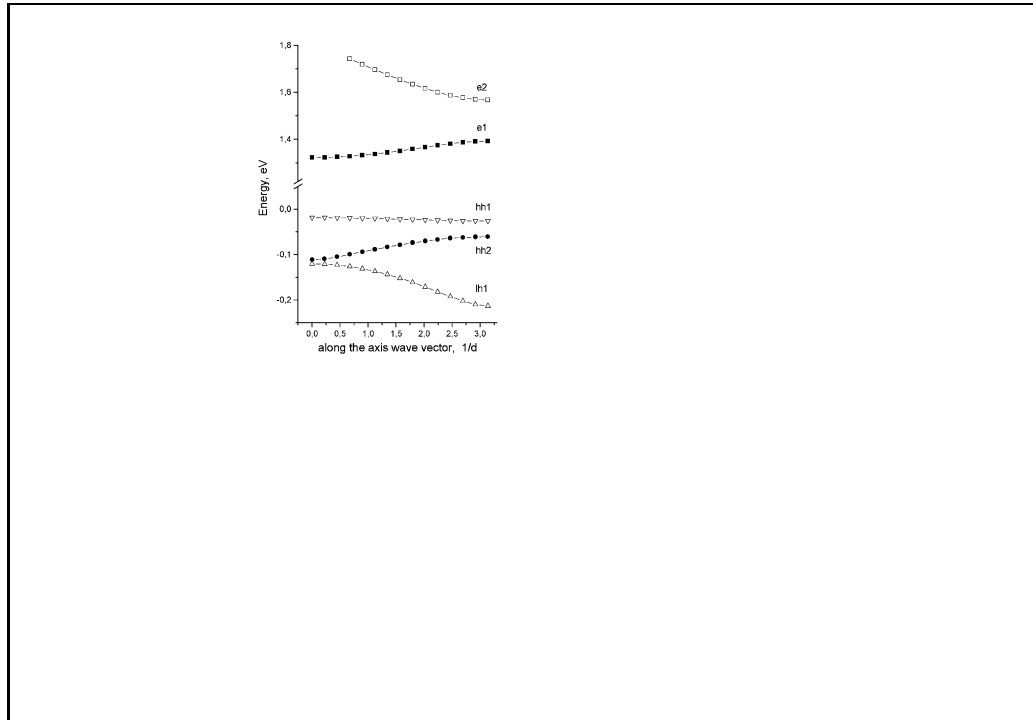


Abbildung 7.4: Berechnete Minibänder des  $In_{0,15}Ga_{0,85}As/Al_{0,15}Ga_{0,85}As$  Superlattices (Probe 1-431)

Null ist. Bei Einstrahlung zirkular polarisierten Lichts führen bergänge von den Zuständen der schweren Lcher in das Leitungsband zu der umgekehrten Polarisation wie bergänge aus den Zuständen der leichten Lcher. Tabelle 7.3 gibt die Energien der erlaubten optischen bergänge und den jeweils im Leitungsband angeregten Spinzustand an.

Das an der Probe 1-431 ( $In_{0,15}Ga_{0,85}As/Al_{0,15}Ga_{0,85}As$ ) nach 30 min Ausheizen bei  $500^\circ C$  gemessene Polarisations- und Quantenausbeutespektrum zeigt Abbildung 7.5. Die für diese Schichten berechneten, erlaubten optischen bergänge aus Tabelle 7.3 sind ebenfalls eingezeichnet. Sie stimmen bei den

Nr.	bergang	Energie	Spinorientierung
1	$hh_1 \rightarrow e_1$	1.36	$\uparrow$
2	$lh_1 \rightarrow e_1$	1.48	$\downarrow$
3	$hh_2 \rightarrow e_2$	1.56	$\uparrow$
4	$lh_2 \rightarrow e_2$	1.62	$\downarrow$
5	$hh_3 \rightarrow e_1$	1.68	$\uparrow$

Tabelle 7.3: Energie der Dipolbergänge und erzeugte Spinorientierung im Leitungsband des Superlattices 1-431

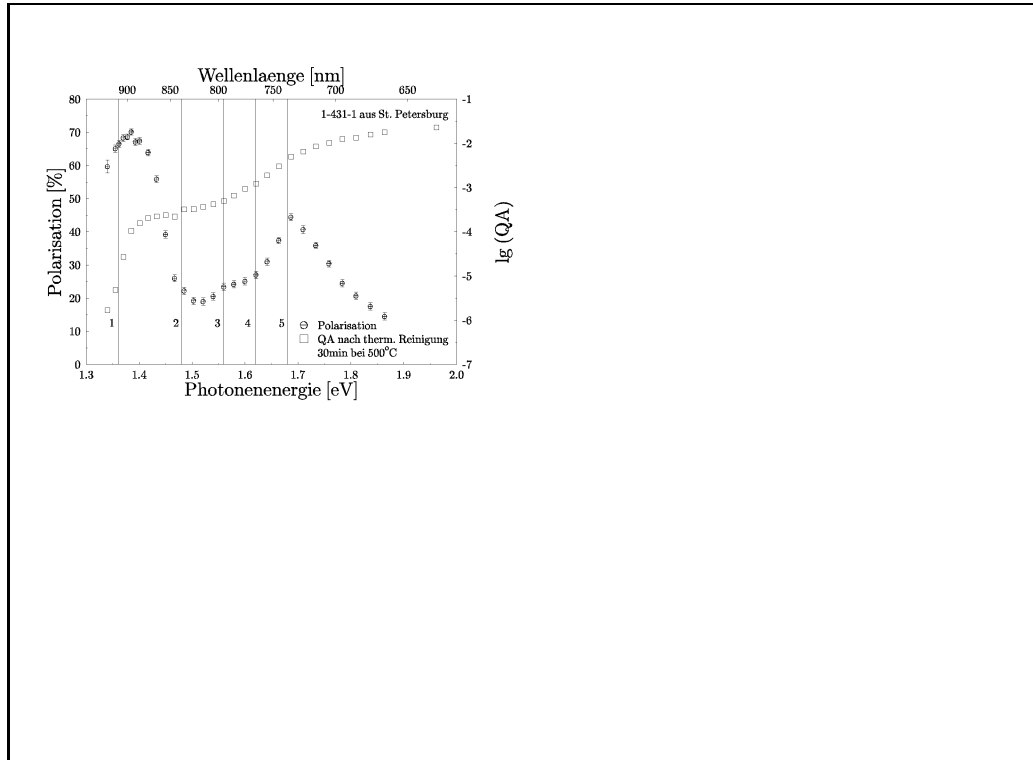


Abbildung 7.5: *Polarisation und Quantenausbeute der Probe 1-431: Das Polarisationsmaximum bei 895 nm beträgt  $(70.1 \pm 0.9)$  % bei einer Quantenausbeute von  $1.1 \cdot 10^{-4}$*

bergngen 3, 4 und 5 gut mit den erkennbaren Steigungswechseln im Quantenausbeutespektrum berein. Allein die berechnete Gap-Energie ist kleiner als man anhand des Polarisationsmaximums und des ersten Steigungswechsels des Quantenausbeutespektrums aus dem Graphen abliest. Die realisierte Aufspaltung zwischen leichten und schweren Lchern ( $hh_1-lh_2$ ) ist geringer als berechnet, da die Polarisation zu grenen Photonenergien hin schon vor Erreichen des berechneten 2. bergangs stark abfltt.

Das Polarisations- und Quantenausbeutespektrum dieser Probe wurde insgesamt viermal gemessen. Jedesmal wurde die Probe mit einer hheren Ausheiztemperatur, beginnend mit  $400^\circ C$ , thermisch gereinigt. In Tabelle 7.4 sind die Ausheiztemperaturen und das Polarisationsmaximum bei  $895\text{ nm}$  mit der

Ausheiztemp. [ $^\circ C$ ]	400	450	500	600
Polarisation [%]	60	64	70	66
QA [ $10^{-5}$ ]	3.2	6.3	11.0	8.5

Tabelle 7.4: *Maximale Polarisation und Quantenausbeute bei 895 nm nach verschiedenen Ausheiztemperaturen*

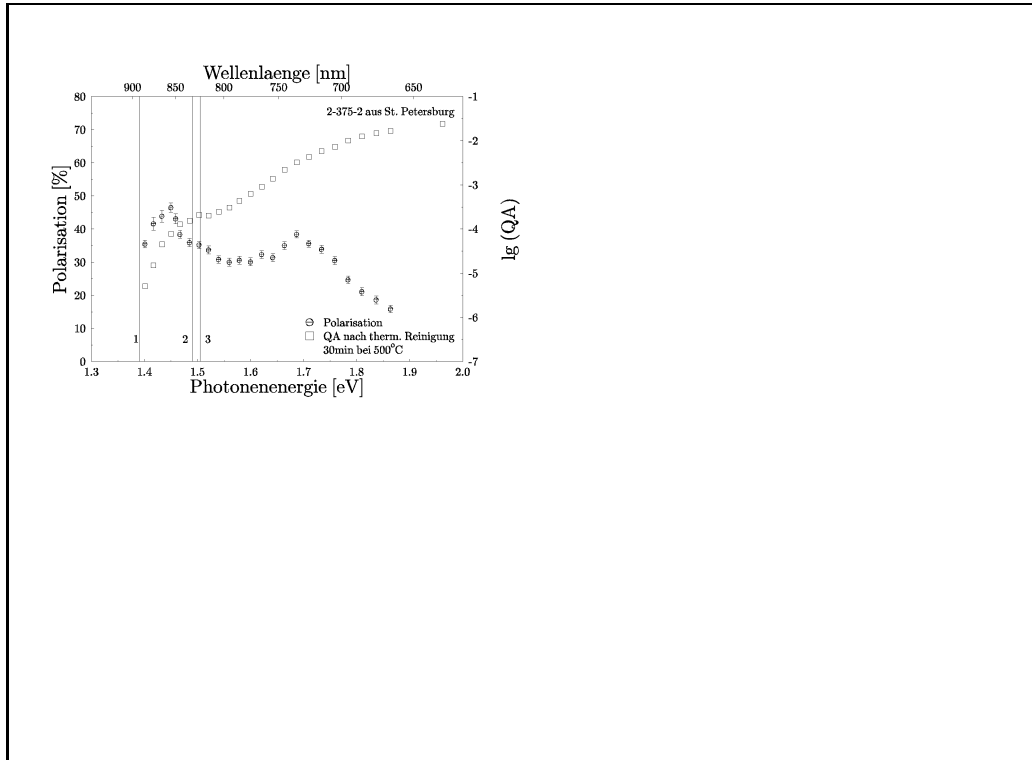


Abbildung 7.6: *Polarisation und Quantenausbeute der Probe 2-375: Das Polarisationsmaximum bei 855 nm beträgt  $(46.5 \pm 1.4)$  % bei einer Quantenausbeute von  $7.8 \cdot 10^{-5}$ .*

entsprechenden Quantenausbeute aufgeföhrt. Es fällt auf, da die Polarisation mit der Quantenausbeute zunimmt. Auch wenn die Quantenausbeute einer gealterten Superlattice-Kathode durch Nachsieren erhöht wurde, konnte eine gestiegene Polarisation beobachtet werden. Dies entspricht nicht der Erfahrung mit gealterten undeformierten GaAsP-Photokathoden: Ist die Quantenausbeute dort durch die lebensdauerbestimmenden Prozesse abgefallen, dann steigt die Polarisation an.

Die beiden anderen Proben besitzen einen Indiumgehalt von 10 % statt 15 %. Dies setzt die Gitterfehlpassung von 1.05 % auf 0.69 % herab. Die Probe 2-375 besitzt, wie der oben besprochene Kristall 1-431, 20 Schichtpaare. Abbildung 7.6 zeigt das gemessene Polarisations- und Quantenausbeutespektrum. Wie aufgrund der 70 meV größeren Bandlücke der  $\text{In}_{0.10}\text{Ga}_{0.90}\text{As}$ -Schicht zu erwarten, liegt das Polarisationsmaximum bei einer 50 meV größeren Photonenenergie als bei der Probe 1-431. Die kleinere Gitterfehlpassung der Schichten uert sich, bedingt durch eine niedrigere Deformation des Gitters, in einer kleineren Aufspaltung der Zustände der leichten und schweren Lcher. Zusätzlich ist die Tiefe der Potentialpfte durch das 70 meV größere Gap verringert, weshalb sich der Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Minibändern, z. B.  $hh_1-hh_2, e_1-e_2$ , auch verkleinert. Die bergnge Nr. 2 und Nr. 3 liegen des-

halb, wie in Abbildung 7.6 eingezeichnet, dichter zusammen. Im Polarisationspektrum uert sich die kleinere Aufspaltung in einem kleineren absoluten Maximum von 49 %. Die Grundform mit zwei Maxima bleibt erhalten. Im Gegensatz zu Probe 1-431 ist das Minimum zwischen den Maxima nicht so deutlich ausgeprägt. Die Quantenausbeute liegt im Bereich des Polarisationsmaximums in der gleichen Grenordnung, zeigt aber an dieser Stelle nicht das Plateau der Probe 1-431.

Als dritte uniaxial deformierte Superlattice-Struktur stand die Probe 2-374 zur Verfügung. Sie unterscheidet sich von der Probe 2-375 durch die Anzahl der Schichtpaare, die bei ihr 50 statt 20 (siehe auch Tabelle 7.1) beträgt. Der Vorteil der dickeren Schicht liegt in der stärkeren Absorption des einfallenden Lichts und damit in einer prinzipiell höheren Quantenausbeute. Das Polarisationspektrum zeigt Abbildung 7.7. Im Gegensatz zu den anderen Spektren fehlt das Maximum in der Nähe der Energielücke völlig. Die Polarisation zeigt nur ein Maximum an der Stelle, an der bei den anderen Spektren das zweite Maximum zu finden ist, das aber deutlich flacher verläuft. Auch liegt der absolute Wert dieses Maximums mit 30 % unter dem der Probe 2-375 an gleicher Stelle von 35 %. Schon früher wurde an undeformierten AlGaAs/GaAs Superlattice-Strukturen eine Verminderung der Polarisation mit steigender Anzahl der Schichtpaare beobachtet [NAH<sup>+</sup>91]. Man führt dies auf Depolarisation im Kristall zurück. Mit Depolarisationseffekten lässt sich allerdings nicht das

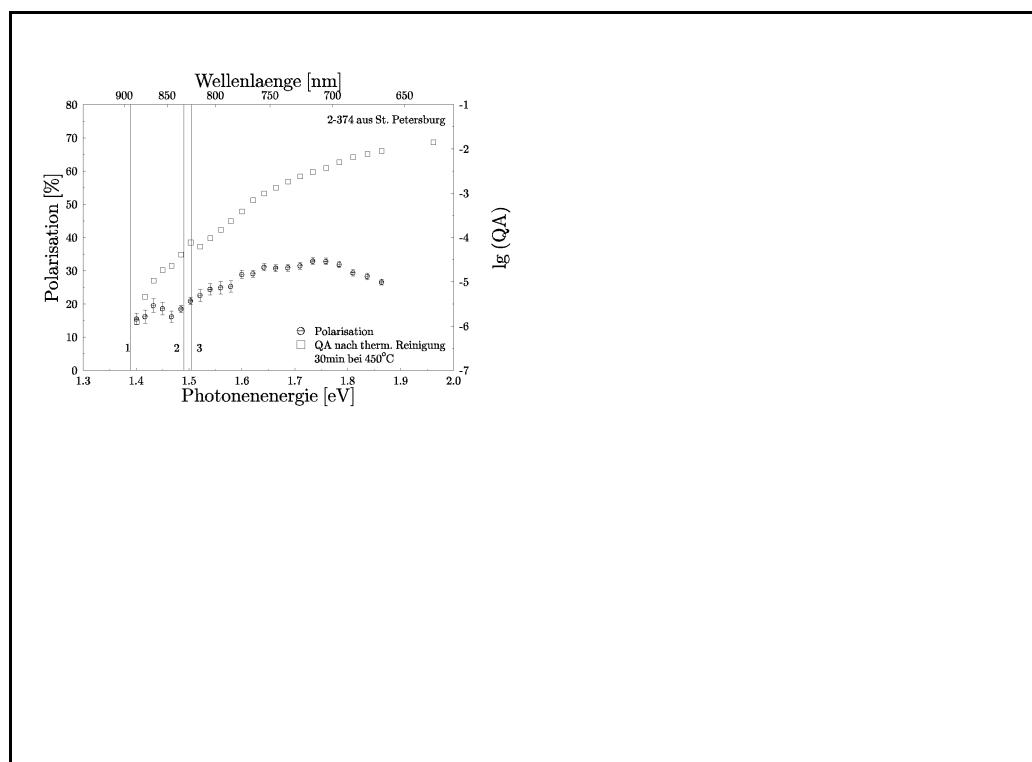


Abbildung 7.7: Polarisation und Quantenausbeute der Probe 2-374

Verschwinden des ersten Maximums erklären. In den Festkörperlabors der technischen Universität St. Petersburg konnte später mit Röntgenbeugung an dieser Produktionscharge eine teilweise Relaxation der Gitterdeformation nachgewiesen werden [MSY<sup>+</sup>95]. Grundsätzlich ist die Relaxation der Gitterdeformation unabhängig von der Anzahl der Schichtpaare, die Wahrscheinlichkeit für Unregelmäßigkeiten steigt aber mit der Komplexität des Kristallaufbaus. Der gewünschte Zuwachs in der Quantenausbeute bleibt aus, sie ist sogar um eine Größenordnung geringer.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, da die Probe 2-375 mit kleiner Gitterfehlanpassung bei 20 Schichtpaaren eine Polarisierung von 50 % erreichte. Die Vergrößerung der Schichtanzahl bei der Probe 2-374 wies unbefriedigende Polarisationswerte aufgrund von Relaxation der Gitterdeformation auf und konnte auch nicht die erhoffte Steigerung der Quantenausbeute bieten. Die Probe 1-431 lieferte mit der höheren Gitterfehlanpassung und 20 Schichtpaaren die höchsten Polarisationswerte (70 %).

# Kapitel 8

## Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, die Leistungsfähigkeit von Halbleiterheterostrukturen bei der Erzeugung von spinpolarisierten Elektronen zu untersuchen. Dazu wurde ein Schleusensystem entwickelt und an eine vorhandene Apparatur zur Spinpolarisationsanalyse angebaut. Das Schleusensystem verbesserte nicht nur die Reproduzierbarkeit und Geschwindigkeit der Untersuchungen erheblich, es war vor allem die Voraussetzung für die am Chalkopyriten  $\text{CdSiAs}_2$  durchgeführten Polarisationsmessungen.

Für den Chalkopyriten  $\text{CdSiAs}_2$  wurde die Oberflächenreinigung mit der Kathodenzerstüßung in einer XPS-Apparatur optimiert. Die so gereinigte Kristalloberfläche ließ sich erfolgreich zur negativen Elektronenaffinität präparieren. Jedoch zeigten die geringen Spinpolarisationswerte ( $< 10\%$ ), da die Kristallstruktur durch den Ionenbeschuss zu sehr zerstört wurde.

Die Verbesserung bestimmter Eigenschaften uniaxial deformierter III-V-Halbleiterschichten durch gezielte Modifikationen im Schichtaufbau konnte nachgewiesen werden. So zeigen deformierte  $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ -Schichten mit einer Multischichtenstruktur zwischen Substrat und Deformationsgrenzschicht keine Relaxation der Deformation beim Ausheizen. Eine Verdoppelung der Quantenausbeute konnte bei einer deformierten GaAs-Schicht mit einem DBR beobachtet werden. Das Prinzip des DBR läßt sich auch bei anderen Photokathoden mit dünnen Schichten zur Steigerung der Quantenausbeute anwenden, da es unabhängig vom Photokathodenmaterial ist.

An Superlattice-Strukturen, bei denen die Gitterkonstanten der Schichten angepaßt sind, konnte eine hohe Quantenausbeute von  $1.1\%$  bei einer Polarisation von  $56\%$  nachgewiesen werden. Sie bieten damit, zusammen mit leicht deformierten InGaP-Kristallen [Nac95], die höchsten Quantenausbeuten bei Polarisationen von über  $50\%$ . Superlattice-Strukturen mit deformierten Schichten erreichten eine sehr viel höhere Spinpolarisation, jedoch bei niedrigeren Quantenausbeuten. An der besten Probe konnte eine maximale Spinpolarisation von  $70\%$  bei einer Quantenausbeute von  $1.1 \cdot 10^{-4}$  ermittelt werden.

Vergleicht man die Leistungsfähigkeit der von S. Pltzer [Plü94] vermessenen uniaxial deformierten  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ -Schichten mit denen aus dieser Arbeit, so fällt auf, da die Quantenausbeute bei vergleichbarer Polarisation um eine Größenordnung gesteigert werden konnte. Die höchste Quantenausbeute einer  $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ -Schicht lag bei S. Pltzer in der Größenordnung  $10^{-4}$ . Die gesteigerte Quantenausbeute war die Voraussetzung für den Einsatz der dünnen deformierten Schichten in der Quelle polarisierter Elektronen an MAMI. Die Spinpolarisationen der  $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ -Schichten bei Streuexperimenten liegen dort zwischen 75 % und 80 %, bei Quantenausbeuten bis zu 0.5 %.



# Literaturverzeichnis

- [AAK<sup>+</sup>69] Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, V. I. Koral'kov, E. L. Portnoi und D. N. Tret'yakov. *Sov. Phys. Semicond.*, 2, 843, 1969.
- [ALSE<sup>+</sup>84] M. Avirovic, M. Lux-Steiner, U. Elrod, J. Hönigschmid und E. Bucher. Single Crystal Growth of CdSiAs<sub>2</sub> by Chemical Vapour Transport; Its Structure and Electrical Properties. *Journal of Crystal Growth*, 67, 185–194, 1984.
- [AO83] H. Asai und K. Oe. *J. Appl. Phys.*, 54, 2052, 1983.
- [Aul94] K. Aulenbacher. *Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [Bau92] F. Baumgartner. *Herstellung, Eigenschaften und Anwendungen von CdSiAs<sub>2</sub>- und CdGeAs<sub>2</sub>-Einkristallen*. Dissertation, Universität Konstanz, Fakultät für Physik, 1992.
- [Bel73] R. L. Bell. *Negative electron affinity devices*. Clarendon Press, Oxford, 1973.
- [Bel87] U. Belz. Aufbau, Inbetriebnahme und Test eines Elektronenspinpolarimeters mit sphärischer Elektrodengeometrie. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1987.
- [BS82] Bergmann und Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 4*. de Gruyter, 1982.
- [CHLO85] D. M. Campbell, C. Hermann, G. Lampel und R. Owen. A compact cylindrical Mott electron polarimeter operating with accelerating voltage in the range 20-100keV. *J. Phys. E.:Sci. Instrum.*, 18, 664, 1985.
- [DHL85] H. J. Drouhin, C. Hermann und G. Lampel. Photoemission from activated Gallium Arsenide. *Phys. Rev. B*, 31(6), 3859–3871, 1985.

- [Din75] R. Dingle. *Festkörperprobleme*. Pergamon Vieweg, Münster, 1975.
- [Doc93] Ch. Dockendorf. Untersuchungen zur Spinanalyse polarisierter Elektronenstrahlen mit einem Mottdetektor. Staatsexamensarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [DR86] T. W. Donnelly und A. S. Raskin. Considerations of Polarization in Inclusive Electron Scattering from Nuclei. *Annals of Physics*, 69, 247–351, 1986.
- [Dre92] P. Drescher. Photoelektronenspektroskopie von cäsierten GaAsP-Kathoden. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1992.
- [DWH74] R. Dingle, W. Wiegmann und C. H. Henry. *Phys. Rev. Lett.*, 33, 827, 1974.
- [Fed85] R. Feder. *Polarized Electrons in Surface Physics*. World Scientific, Singapore, 1985.
- [Fis94] H. Fischer. *Untersuchungen zur Korrosion der (Cs,O)-Aktivierungsschicht von III-V-Halbleiter-Photokathoden mit Hilfe der Röntgenphotoelektronenspektroskopie*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [FL77] G. Fishman und G. Lampel. Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide. *Phys. Rev. B*, 16, 820–831, 1977.
- [FZED91] G. F. Feng, R. Zallen, J. M. Epp und J. G. Dillard. Raman-Scattering and optical Studies of Argon-Etched GaAs Surfaces. *Phys. Rev.*, B43(12), 9678, 1991.
- [Gas88] W. Gasteyer. *Untersuchungen zum Elektronenemissionsprozess von III-V-Halbleiter-Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1988.
- [GKB<sup>+</sup>92] T. J. Gay, M. A. Khakoo, J. A. Brand, J. E. Furst, W. V. Meyer, W. M. K. P. Wijayarathna und F. B. Dunning. Extrapolation procedures in Mott electron polarimetry. *Rev. Sci. Instruments*, 63, 114, 1992.
- [GMS92] L. G. Gerchikov, S. A. Martynov und A. V. Subashiev. *Heterostructure Data Block-Calculation of the parameters for lattice-matched strained heterostructures of 3-5-quarternary alloys via interpolation of experimentally determined parameters of ternary constituents (PC-Programm)*. St. Petersburg State Technical University, 1992.

- [GRS92] L. G. Gerchikov, G. V. Rozhnov und A. V. Subashiev. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 100, 143, 1992.
- [Hop60] J. J. Hopfield. *J. Phys. Chem Solids*, 15, 97, 1960.
- [Ken88] T. Kendelewicz. Soft-x-ray photoemission study of chemisorption and Fermi-level pinning at the Cs/GaAs(110) and K/GaAs(110) interfaces. *Phys. Rev.*, B38, 7568, 1988.
- [Keß85] J. Keßler. *Polarized electrons*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1985.
- [KKK89] I. Konomi, A. Kawano und Y. Kido. Damage Profiling of Ar<sup>+</sup>-Irradiated Si(100) and GaAs(100) by Medium Energy Ion Scattering. *Surf. Sci.*, 207, 427, 1989.
- [KLSKB89] M. Kimmel, M. Lux-Steiner, A. Klein und E. Bucher. Single Crystal Growth of p-doped CdSiAs<sub>2</sub>. *Journal of Crystal Growth*, 97, 665–671, 1989.
- [KPC68] G. F. Karavaev, A. S. Poplavnoi und V. A. Chaldyshev. *Soviet Phys. Semiconductors*, 2, 93, 1968.
- [KSAT83] F. Koyama, Y. Suematsu, S. Arai und T. Tawee. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 1042, 1983.
- [Laa93] J. Laatsch. Berechnung und Aufbau eines elektronenoptischen Transfersystems für ein Photoelektronenspektrometer. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [Mac86] H. A. Macleod. *Thin-Film Optical Filters*. Adam Hilger, Bristol, 1986.
- [MEF<sup>+</sup>94] M. Meyerhoff, D. Eyl, A. Frey, H. G. Andresen, J. R. M. Annand, K. Aulenbacher, J. Becker, J. Blume-Werry, Th. Dombo, P. Drescher, J. E. Ducret, H. Fischer, P. Grabmayr, S. Hall, P. Hartmann, T. Hehl, W. Heil, J. Hoffmann, J. D. Kellie, F. Klein, M. Leduc, H. Möller, Ch. Nachtigall, M. Ostrick, E. W. Otten, R. O. Owens, S. Plützer, E. Reichert, D. Rohe, M. Schäfer, L. D. Schearer, H. Schmieden, K.-H. Steffens, R. Surkau und Th. Walcher. First measurement of the electric formfactor of the neutron in the exclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized <sup>3</sup>He. *Phys. Lett. B*, 327, 201–207, 1994.
- [MG91] T. Maruyama und E. L. Garwin. Observation of strain enhanced electron spin polarization in photoemission from InGaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 66, 2376, 1991.

- [MSY<sup>+</sup>95] Y. Mamaev, A. Subashiev, Y. Yashin, E. Reichert, P. Drescher, N. Faleev, P. Kop'ev, V. Ustinov und A. Zhukov. Spin-polarized electron photoemission from strained GaAlAs–GaInAs superlattice. In *book of abstracts of the 2-nd International Conference Physics of Low-Dimensional Structures (PLDS-2), Dubna, Russia, September 18-22, 1995*, Seite 95, Dubna, Russia, 1995. Universal Academy Press.
- [MY71] T. E. Madey und J. T. Yates. Electron–Stimulated Desorption and Work Function Studies of Clean and Cesium (110)GaAs. *Journal of Vacuum Science Technology*, 8, 39, 1971.
- [Nac95] Ch. Nachtigall. *Entwicklung eines hochpolarisierten Elektronenstrahls für MAMI unter Ausnutzung der Photoemission von uniaxial deformierten III–V–Halbleitern*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1995.
- [NAH<sup>+</sup>91] T. Nakanishi, A. Aoyagi, H. Horinaka, Y. Kamiya, T. Kato, S. Nakamura, T. Saka und M. Tsubata. Large enhancement of spinpolarization observed by photoelectrons from strained GaAs layer. *Phys. Lett. A*, 158, 345, 1991.
- [Nef93] A. Neff. Austrittsarbeitsabsenkung von Halbleitern durch Alkalimetallbedampfung. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1993.
- [Nig93] K-M. Nigge. Herstellung von AgGaSe<sub>2</sub>– und Cu<sub>x</sub>Ag<sub>1–x</sub>GaSe<sub>2</sub>–Einkristallen und Untersuchung zur Anwendung in der Photovoltaik und der Spinpolarisation von Elektronen. Diplomarbeit, Universität Konstanz, Lehrstuhl Bucher, Fakultät für Physik, 1993.
- [OFPW83] P. Oelhafen, J. L. Freeouf, G. D. Pettit und J. M. Woodall. Elevated temperature low energy ion cleaning of GaAs. *J. Vac. Sci. Technol.*, B1, 787–790, 1983.
- [Par69] R. Parsons. Band–to–band optical pumping in solids and polarized photoluminescence. *Phys. Rev. Letters*, 23, 1152, 1969.
- [PB59] G. E. Picus und G. L. Bir. *Sov. Phys. Solid State*, 1, 136, 1959.
- [PB60] G. E. Picus und G. L. Bir. *Sov. Phys. Solid State*, 1, 1502, 1960.
- [PC68] F. H. Pollak und M. Cardona. *Phys. Rev.*, 172, 816, 1968.
- [PCPJ90] S. J. Pearton, U. K. Chakrabarti, A. P. Perley und K. S. Jones. *J. Appl. Phys.*, 68 (6), 2760, 1990.

- [PDL<sup>+</sup>89] M. Prietsch, M. Domke, C. Laubschat, T. Mandel, C. Xue und G. Kaindl. Photoemission study of alkali/GaAs(100) interfaces. *Z. Phys. B*, 74, 21–33, 1989.
- [Plü94] S. Plützer. *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAsP-Kristallschichten*. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [PM76] D. T. Pierce und F. Meier. Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs. *Phys. Rev.*, B 13, 1976.
- [PMZ75] D. T. Pierce, F. Meier und P. Zürcher. Negative electron affinity GaAs: A new source of spinpolarized electrons. *Appl. Phys. Letters*, 26, 670, 1975.
- [Sau95] B. Sauer. Ein elektronenoptisches System zur Umwandlung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls in einen transversal polarisierten Elektronenstrahl. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1995.
- [Sch95] M. Schemies. Untersuchung der Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus InGaAsP. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1995.
- [Sel72] D. D. Sell. *Phys. Rev.*, B6, 3750, 1972.
- [SEPM68] W. Seelmann-Eggebert, G. Pfennig und H. Münzel. *Nuklidkarte*. Der Bundesminister für wissenschaftliche Forschung, Bonn, 1968.
- [Shi73] A. Shileika. *Surface Sci.*, 37, 730, 1973.
- [SKN<sup>+</sup>93] T. Saka, T. Kato, T. Nakanishi, M. Tsubata, K. Kishino, H. Horinaka, Y. Kamiya, S. Okumi, Y. Tanimoto, H. Takahashi, M. Tawada, K. Togawa, H. Aoyagi und S. Nakamura. New-Type Photocathode for Polarized Electron Source with Distributed Bragg Reflector. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 32, 1837–1840, 1993.
- [SP68] A. J. Spring und B. R. Pamplin. Growth of some single crystals II–IV–V<sub>2</sub> semiconducting compounds. *J. Crystal Growth*, 3, 313–316, 1968.
- [SvL65] J. Scheer und J. van Laar. GaAs–Cs: A new Type of Photoemitter. *Solid State Communications*, 3, 189, 1965.
- [SW75] J. L. Shay und J. H. Wernick. *Ternary Chalcopyrite Semiconductors: Growth, Electronic Properties, and Applications*. Pergamon Press, Oxford, 1975.

- [Vec69] J. H. Van Vechten. *Phys. Ref.*, 187, 1007, 1969.
- [VOT65] A. A. Valpolin, E. O. Osmanov und D. N. Tretyakov. Zucht von  $\text{CdSiAs}_2$ . In Neorg. Materialy, Hrsg., *Rept. 20<sup>th</sup> Intern. Congr. on Practical and Applied Chemistry*, Seite 269, Moskau, 1965. Izv. AN SSSR.
- [Weh91] G. K. Wehner. *Methods of Surface Analysis*. A. W. Czanderna, Elsevier, Amsterdam, 1991.
- [YSC89] R-H. Yan, R. J. Simes und L. A. Cordren. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-25, 2272, 1989.
- [YYA<sup>+</sup>95] Yu.A.Mamaev, Yu.P.Yashin, A.V.Subashiev, M.S.Galaktionov, B.S.Yavich, O.V.Kovalenkov, D. A. Vinokurov, E. Reichert, S. Plützer, P. Drescher und M. Schemies. Spin-polarized electrons from the surfaces of GaAsP strained films. In *book of abstracts of the 13th International Vacuum Congress and 9th International Conference on Solid Surfaces, Yokohama, Japan, 25-29 September, 1995*, Yokohama, Japan, 1995. Pacific Yokohama Press.

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich Herrn Professor Dr. E. Reichert für die Themenstellung und die herausragende Betreuung danken. Durch sein fortwährendes Interesse und seine andauernde Diskussionsbereitschaft unterstützte er den Fortgang dieser Arbeit.

Allen Mitgliedern in der Arbeitsgruppe „Atomare Stopprozesse“ sei für das angenehme Arbeitsklima und die stetige Hilfsbereitschaft gedankt.

Besonderen Dank gebührt den Diplomanden, die an den Messungen beteiligt waren: J. Laatsch, B. Sauer, M. Schemies und H.-J. Schpe.

Für die Bereitstellung der Halbleiterproben danke ich Dr. F. Baumgartner (CdSiAs<sub>2</sub>), Prof. Dr. Y. Mamaev (deformierte Superlattice, deformierte GaAsP) und Prof. Dr. T. Nakanishi (Superlattice, DBR). Besonderen Dank gilt S. Nakamura, M. Tsubata und Y. Yashin für die Zusammenarbeit im Labor.

Bei den Werkstätten des Instituts für Physik möchte ich mich für die prompte und sorgfältige Anfertigung des Schleusensystems bedanken.

M. Schemies und Dr. S. Pltzer sei für den Kampf gegen den Fehlerteufel gedankt.

Meiner Frau Petra danke ich für die Unterstützung während der ganzen Zeit.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützte diese Arbeit mit Sach- und Personalmitteln.