Entwicklung und Test von neuen Halbleitermaterialien für Photokathoden der MAMI-Quelle spinpolarisierter Elektronen

> Dissertation zur Erlangung des Grades "Doktor der Naturwissenschaften"

am Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz

Michael Schemies geb. in Stuttgart

2. Auflage Juni 1998

# Inhaltsverzeichnis

1	Einl	nleitung		
2	The	oretische Grundlagen		
	2.1	Polarisierte Elektronen	3	
	2.2	Spinpolarisation eines Elektronenensembles	4	
	2.3	Bandstruktur von Halbleitern	6	
	2.4	Spinpolarisierte Elektronen im Leitungsband	8	
		2.4.1 Verlauf des Polarisationsspektrums	9	
	2.5	Spinrelaxierende Prozesse	11	
		2.5.1 Depolarisierende Prozesse	13	
	2.6	Deformierte Kristallschichten	14	
		2.6.1 Änderung der Lage der Energieniveaus	15	
		2.6.2 Verlauf des Polarisationsspektrums	17	
	2.7	Austritt der Elektronen ins Vakuum	18	
	2.8	Polarisationsabhängiger Wirkungsquerschnitt		
3	Арр	parativer Aufbau		
	3.1	Das Vakuumsystem	23	
	3.2	Die Kristallkammer	26	
	3.3	Die Schleuse	26	
	3.4	Die Lichtoptik	28	
	3.5	Die Elektronenoptik	28	
	3.6	Der Mott-Detektor	29	
	3.7	Experimentsteuerung und Datenaufnahme	31	

4	Meß	verfahren und Fehlerabschätzung	33
	4.1	Präparation der Kathoden	33
		4.1.1 Reinigen der Oberfläche	33
		4.1.2 Aktivieren der Oberfläche	36
	4.2	Messung der Quantenausbeute	38
	4.3	Eichung des Mott-Detektors	40
		4.3.1 Instrumentelle Asymmetrien	43
	4.4	Messung der Spinpolarisation	45
	4.5	Graphische Darstellung der Meßergebnisse	46
5	Kris	alle	49
	5.1	Herstellung der Kristalle	49
		5.1.1 Das Herstellungsprinzip	49
		5.1.2 Metalorganic Chemical Vapour Deposition	50
		5.1.3 Liquid Phase Epitaxy	51
	5.2	GaAsP	52
		5.2.1 Variationen des X-1111	53
	5.3	Abweichungen vom idealen Kristall	56
6	Mes	sungen und Auswertung	59
	6.1	GaAsP–Standard	59
		6.1.1 X-1111	59
		6.1.2 X-1380	61
	6.2	Variationen an GaAsP	64
		6.2.1 Epilayer-Dicke	64
		6.2.2 Strain	69
		6.2.3 Dotierung	76
		6.2.4 Abschluß der Variationen	80
	6.3	Andere GaAsP–Epilayer	81
		6.3.1 Strained GaAs <sub>0.6</sub> P <sub>0.4</sub>	82

		6.3.2	Kathoden mit GaP–Substrat	85
	6.4	Strain	ed GaAs	88
		6.4.1	Strained GaAs der Firma Spire	91
		6.4.2	Strained GaAs mit DBR aus Nagoya	92
	6.5	Strain	ed InGaAsP	95
	6.6	Ergän	zende Oberflächenuntersuchung	98
7	Zus	ammer	nfassung	99
	7.1	Ausbli	ck	101
A	Kris	stalltyp	en	103
В	Mes	sunge	n der Kristalle	107
	Literatur 1			

# Tabellenverzeichnis

5.1	Theoretische Werte zu $GaAs_{1-y}P_y$	55
5.2	Theoretische Werte zu $GaAs_{0.95}P_{0.05}$ auf $GaAs_{1-y}P_y$	55
6.1	Meßergebnisse nach Variation der Epilayer-Dicke	64
6.2	Überblick über alle Messungen zur Epilayer-Dicke	68
6.3	Meßergebnisse nach Variation des Strain	69
6.4	Theoretische Werte zu $GaAs_{1-x}P_x$ auf $GaAs_{1-y}P_y$	73
6.5	Überblick über alle Messungen zum Strain	75
6.6	Meßergebnisse nach Variation der Dotierung des Epilayers	77
6.7	Überblick über alle Messungen zum Epilayer-Doping	79
6.8	Theoretische Werte zu $GaAs_{0.6}P_{0.4}$ auf $GaAs_{1-y}P_y$	82
A.1	Zusammensetzung der Kristalle aus St. Petersburg	104
A.2	Zusammensetzung der übrigen Kristalle	105
B.1	Liste aller Messungen an Halbleiterkristallen	116
B.2	Zuordnung der Messungen zu den Abbildungen	117

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Zinkblendestruktur und 1. Brillouinzone von GaAs	6
2.2	Bandstruktur von GaAs und GaP	7
2.3	Bandschema von GaAs am $\Gamma$ –Punkt	8
2.4	Anregung in der Umgebung des $\Gamma$ –Punktes	10
2.5	Nach der Theorie konstruiertes Polarisationsspektrum	11
2.6	Uniaxiale Deformation	14
2.7	Energieniveaus einer dünnen Schicht mit Deformation	15
2.8	Erreichen der NEA	19
2.9	Streuung eines polarisierten Elektronenstrahls	20
2.10	Abhängigkeit der theoretischen Shermanfunktion	21
3.1	Gesamtansicht der Apparatur	24
3.2	Schematischer Aufbau der Apparatur	25
3.3	Das Innere des Transfergefäßes	27
3.4	Schnittzeichnung des Mott-Detektors	29
3.5	Schema des Datenflusses	31
4.1	Kristallübergabe mit der Transportgabel	35
4.2	Überpräparieren einer Photokathode	37
4.3	Spektralverlauf der Xenon-Hochdrucklampe	38
4.4	Zählrate gegen $U_{gegen}$	41
4.5	Asymmetrien bei Energieverlustvariation	43
4.6	Polarisationsspektrum von SPB X-1233	46

5.1	Herstellung uniaxial deformierter Kristalle	50
5.2	Struktur von SPB X-1111	52
5.3	Das $GaAs_{1-y}P_y$ -System	54
6.1	Polarisationsspektrum von SPB X-1111	60
6.2	Polarisationsspektrum von SPB X-956	60
6.3	Struktur von SPB X-956	61
6.4	Polarisationsspektrum von SPB X-1380	62
6.5	Polarisation in Abhängigkeit von der Epilayer-Dicke	65
6.6	Polarisationsspektrum von SPB X-1618	66
6.7	Polarisationsspektrum von SPB X-1619	66
6.8	Polarisationsspektrum von SPB X-1620	67
6.9	Polarisation in Abhängigkeit vom Phosphorgehalt des Buffers	70
6.10	Polarisationsspektrum von SPB X-1762	71
6.11	Polarisationsspektrum von SPB X-1765	71
6.12	Polarisationsspektrum von SPB X-1763	72
6.13	Polarisationsspektrum von SPB X-1764	72
6.14	Polarisation in Abhängigkeit vom lattice mismatch $\Delta a$	74
6.15	Struktur von SPB X-1886/7	76
6.16	Polarisationsspektrum von SPB X-1886	78
6.17	Polarisationsspektrum von SPB X-1887	78
6.18	Polarisationsspektrum von SPB X-1321	81
6.19	Struktur von SPB X-1109 und SPB X-1349	83
6.20	Polarisationsspektrum von SPB X-1109	84
6.21	Polarisationsspektrum von SPB X-1349	84
6.22	Struktur von SPB X-1322 und SPB X-1889	85
6.23	Polarisationsspektrum von SPB X-1322	86
6.24	Polarisationsspektrum von SPB X-1889	86
6.25	Polarisationsspektrum von SPB X-1384	88

6.26 Struktur von SPB X-1384 und SPB X-1533	89
6.27 Polarisationsspektrum von SPB X-1533	90
6.28 Polarisationsspektrum von SPB X-1535	90
6.29 Polarisationsspektrum der Spire-Kathode	91
6.30 Struktur von Nagoya DBR#1	93
6.31 Polarisationsspektrum von DBR #1	94
6.32 Ausschnitt aus Abbildung 6.31	94
6.33 Polarisationsspektrum von NSK GM 44.2h	95
6.34 Polarisationsspektrum von NSK GM 46.1h	96
6.35 Polarisationsspektrum von NSK GM 50.1h	96
6.36 Oberfläche von X-1300 und X-1904	98

# Kapitel 1

# Einleitung

Die Arbeitsgruppe Atomare Stoßprozesse hat in Zusammenarbeit mit anderen Arbeitsgruppen in der Kollaboration B2 des Sonderforschungsbereichs 201 der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* den Aufbau der Quelle spinpolarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron (MAMI) unter der Leitung von Prof.Dr. Erwin Reichert durchgeführt [Ste98a, Aul94, ANA<sup>+</sup>97]. Ein Elektronenstrahl ist spinpolarisiert, wenn von den beiden Spineinstellungen bezüglich einer Quantisierungsachse (spin-up und spindown) eine Orientierung überwiegt.

Am MAMI gibt es einige Experimente, die spinpolarisierte Elektronen benötigen:

- Eines der frühen Spin-Experimente wies die Paritätsverletzung der quasielastischen Streuung spinpolarisierter Elektronen an unpolarisierten Berylliumkernen nach [HAA<sup>+</sup>89, HAA<sup>+</sup>90].
- Der elektrische Formfaktor des Neutrons wird in den Reaktionen (<sup>3</sup>*He*(*e*, *e*'*n*), *D*(*e*, *e*'*n*)) gemessen [MEF<sup>+</sup>94, Kle96, BAA<sup>+</sup>97, RBB<sup>+</sup>97].
- Durch Kenntnis der Polarisation des gestreuten Protons werden mit der Reaktion  $(p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0)$  im *N*- $\Delta$ -Übergang Quadrupol-Momente bestimmt [Sch97].
- Zur Überprüfung der Summenregel von Gerasimov-Drell-Hearn [DH66] werden aus spinpolarisierten Elektronen wieder Photonen gewonnen, um die Helizitätsabhängigkeit der totalen Wirkungsquerschnitte bei der Absorption von zirkular polarisierten Photonen durch polarisierte Protonen zu messen [Are96].
- Zur Zeit wird von der Kollaboration A4 ein Experiment aufgebaut, welches die Paritätsverletzung in der elastischen Elektron-Proton-Streuung mißt (*H*(*e*, *e*'*p*)) [MAA<sup>+</sup>96].

Zur Erzeugung eines spinpolarisierten Elektronenstrahls gibt es keinen Spinfilter, der freie Elektronen in zwei Strahlen gegensätzlicher Spinpolarisation aufspaltet. Es ist prinzipiell unmöglich, mit einem Stern-Gerlach-Magneten spin-up und spin-down Elektronen voneinander zu trennen [MM65, Kes85]. Aufgrund der Unschärferelation wird eine Strahlunschärfe erzeugt, die größer ist als die Aufspaltung, die durch den Elektronenspin verursacht wird. Durch die Lorentzkraft, die im inhomogenen Magnetfeld an der Ladung des Elektrons angreift, wird die Aufspaltung zusätzlich verringert.

Das zur Zeit gebräuchlichste Verfahren zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronenstrahlen für Streuexperimente an Beschleunigern ist die Photoemission aus direkten III-V-Halbleiterkristallen mit Zinkblendestruktur. Durch Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht geeigneter Wellenlänge werden Elektronen ins Leitungsband angeregt. Durch unterschiedliche Übergangswahrscheinlichkeiten der beiden Anregungskanäle ist das Elektronenensemble im Leitungsband spinpolarisiert. Die Spinpolarisation der Leitungsbandelektronen wurde erstmals 1969 durch Analyse der Polarisation des Lumineszenzlichtes an GaSb nachgewiesen [Par69]. Durch Präparation der Kristalloberfläche wird die Austrittsarbeit soweit abgesenkt, bis die Elektronen im Leitungsband ohne Energiezufuhr ins Vakuum austreten können. Diesen Zustand der negativen Elektronenaffinität (NEA) erreicht man durch eine Oberflächenbeschichtung mit Alkali-Atomen. Bereits 1965 gelang die Erzeugung einer NEA an GaAs [SvL65]. 1975 wurde die erste Polarisationsanalyse an photoemittierten Elektronen aus GaAs durchgeführt [PMZ75b]. Bei direkten Halbleiterkristallen mit Zinkblendestruktur ist die Spinpolarisation durch die Entartung der Zustände am Valenzbandmaximum sowie am Leitungsbandminimum prinzipiell auf 50% beschränkt. Durch Reduzierung der Gittersymmetrie kann die Entartung im Valenzbandmaximum teilweise aufgehoben werden. 1991 wurde erstmals mit dünnen uniaxial deformierten Schichten ein Polarisationsgrad von über 50% nachgewiesen [MGP<sup>+</sup>91, NAH<sup>+</sup>91]. Prinzipiell sollte eine Spinpolarisation von 100% möglich sein, aber beobachtet werden an  $GaAs_{1-y}P_y$  maximal 75-80%.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Vielzahl von verschiedenen uniaxial deformierten III-V–Halbleiterheterostrukturen (GaAs,  $GaAs_{1-y}P_y$ ,  $In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y$ ) auf ihre Eignung als Kathodenmaterial für die Quelle spinpolarisierter Elektronen am MAMI untersucht. Durch gezielte Variationen am Aufbau der Kristalle wurde getestet, wie sich der Polarisationsgrad im emittierten Elektronenstrahl erhöhen läßt.

Die theoretischen Grundlagen zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen werden im folgenden Kapitel erläutert. Kapitel 3 beschreibt den Aufbau der Apparatur zur Untersuchung der Spinpolarisation und Quantenausbeute der III-V-Halbleiterkathoden. Das Meßverfahren, inklusive der Eichung des Mottdetektors, wird in Kapitel 4 genauer erklärt. Die Herstellung und die vorgenommenen Variationen am Aufbau der Kristalle werden in Kapitel 5 beschrieben, an das sich Kapitel 6 mit der Darstellung und Auswertung der Messungen anschließt. Den Abschluß bildet Kapitel 7 mit einer kurzen Zusammenfassung und einem Ausblick auf die laufenden Untersuchungen.

# **Kapitel 2**

# **Theoretische Grundlagen**

### 2.1 Polarisierte Elektronen

Der Spin des Elektrons entspricht dem Eigendrehimpuls oder inneren Drehimpuls des Elektrons. Der Spin kann bezüglich einer beliebig gewählten Vorzugsrichtung im Raum nur zwei Ausrichtungen annehmen, deren Projektion auf die vorgegebene Achse durch die zwei Werte  $+\frac{\hbar}{2}$  und  $-\frac{\hbar}{2}$  festgelegt ist. In der Quantenmechanik wird ein Spinoperator  $\vec{S}$  eingeführt, dessen Anwendung auf die Spineigenzustände  $|\uparrow\rangle$  (spin-up) und  $|\downarrow\rangle$  (spin-down) diese beiden Werte als Eigenwerte liefert:

$$\vec{S} \mid \uparrow \rangle = +\frac{\hbar}{2} \mid \uparrow \rangle$$
$$\vec{S} \mid \downarrow \rangle = -\frac{\hbar}{2} \mid \downarrow \rangle$$

Zum Betrag des Spins ist gleichzeitig nur eine seiner Komponenten meßbar. Es gelten die für Drehimpulse allgemein gültigen Vertauschungsrelationen der Quantenmechanik:

$$\left[\vec{S}^2, S_j\right] = 0 \qquad \left[S_i, S_j\right] = i\hbar\epsilon_{ijk}S_k$$

Liegt nun ein Ensemble von Elektronen vor, wie z.B. ein Elektronenstrahl, so definiert sich die Polarisation *P* bezüglich einer Quantisierungsachse aus der Anzahl  $N_{\uparrow}$  der Elektronen mit spin-up und der Zahl  $N_{\downarrow}$  der Elektronen mit spin-down:

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \tag{2.1}$$

Der theoretische Maximalwert  $P_0$  für photoemittierte Elektronen aus undeformierten III-V–Kristallschichten beträgt 50%, aus deformierten Kristallschichten 100%.

## 2.2 Quantenmechanische Beschreibung der Spinpolarisation eines Elektronenensembles

Der Spinzustand eines Elektrons wird durch den Spinor  $\chi$  beschrieben.  $\chi$  ist normiert und liegt in dem zweidimensionalen Spinorraum, der beispielsweise durch folgende Basis aufgespannt wird:

$$\chi_{+} = \left(\begin{array}{c} 1\\ 0 \end{array}\right) \qquad \chi_{-} = \left(\begin{array}{c} 0\\ 1 \end{array}\right)$$

Dem Spin ist der Operator  $\vec{S} = \frac{\hbar}{2}\vec{\sigma}$  zugeordnet. Wählt man die 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  $\chi_{\pm}$  besteht aus den Eigenspinoren zu  $\sigma_z$  und beschreibt Elektronen, deren z-Komponente des Spins  $s_z = \pm \frac{1}{2}$  (spin up/down) ist. Jeder beliebige Spinor kann nach dieser Basis entwickelt werden:

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

Die Wahrscheinlichkeit, den Spin des Elektrons, dessen Spinzustand durch  $\chi$  beschrieben wird, z.B. im Zustand spin up vorzufinden, ist  $|a_1|^2$ . Der Erwartungswert  $P_z$  der z-Komponente des Spins beträgt:

$$P_z = \langle \chi | \sigma_z | \chi \rangle = |a_1|^2 - |a_2|^2$$

Da sich die Erwartungswerte der anderen Komponenten analog berechnen, ist die Polarisation  $\vec{P}$  des durch  $|\chi\rangle$  beschriebenen Zustands festgelegt:

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

Ein Elektronenstrahl stellt nun ein Ensemble dar, in dem die Spinzustände statistisch verteilt sind. Der Erwartungswert des Spins dieses Ensembles ergibt sich aus dem gewichteten Mittel aller im Strahl vorkommenden Erwartungswerte für  $\vec{\sigma}$ :

$$ec{P}=\langleec{\sigma}
angle=\sum_i g_i\langle\chi_i|ec{\sigma}|\chi_i
angle$$

Hierbei ist  $g_i = \frac{N_i}{\sum_i N_i}$  das statistische Gewicht des Einzelspinzustands, wenn  $N_i$  die Anzahl der Elektronen im Zustand  $\chi_i$  angibt.

Mit Hilfe der Dichtematrix  $\rho$  des Spinzustandes

$$ho = \sum_{i} g_i 
ho_i \qquad 
ho_i = |\chi_i 
angle \langle \chi_i |$$

ergibt sich für die Polarisation:

$$\vec{P} = \operatorname{Spur}(\rho \vec{\sigma})$$

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

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

$$P_l = \mathbf{Spur}(
ho \vec{\sigma} \cdot \hat{k}) = \vec{P} \cdot \hat{k}$$

Die transversale Polarisation  $P_t$  in einer Richtung  $\hat{t} \perp \hat{k}$  lautet analog:

$$P_t = \operatorname{Spur}(\rho \vec{\sigma} \cdot \hat{t}) = \vec{P} \cdot \hat{t}$$

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

### 2.3 Bandstruktur von Halbleitern

Die III-V-Heterostrukturen wie z.B. GaAs bilden einen Kristall, der sich aus zwei kubisch-flächenzen-

trierten<sup>1</sup> Gittern zusammensetzt, die um  $\left[\frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4}\right]$  gegeneinander verschoben sind. Diese Struktur wird Zinkblende genannt. Jedes der beiden Gitter wird ausschließlich von Atomen aus nur einer der beiden Hauptgruppen besetzt. Jedes Atom einer Hauptgruppe ist tetraedisch von Atomen der anderen Hauptgruppe umgeben, alle Tetraeder sind in Richtung [111] polar orientiert [Kit89]. Die Bindungen zwischen den Elementen der beiden Hauptgruppen sind kovalent. Der Einheitswürfel von Zinkblende ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

Im reziproken Gitter der Wellenvektoren  $\vec{k}$  der Elektronen erhält man als erste Brillouinzone (Abb.2.1) ein kubischraumzentriertes<sup>2</sup> Gitter. Der Mittelpunkt dieses Gitters ist der  $\Gamma$ -Punkt, repräsentiert durch den Gittervektor  $\vec{k} = (0, 0, 0)$ . Andere Symmetriepunkte sind X mit  $\vec{k} = \frac{2\pi}{a} (0, 0, 1)$  und L mit  $\vec{k} = \frac{2\pi}{a} (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ .

Abbildung 2.2 zeigt die Bandstrukturen von GaAs und GaP. Es ist die Energie abhängig von zwei Richtungen des Wellenvektors  $|\vec{k}|$  aufgetragen. Bei GaAs fällt das Maximum des Valenzbandes mit dem Minimum des Leitungsbandes am  $\Gamma$ –Punkt zusammen. Bei GaP hingegen liegt das Maximum des Valenzbandes zwar auch am  $\Gamma$ –Punkt, das Minimum des Leitungsbandes befindet sich aber am *X*-





Abbildung 2.1: Zinkblendestruktur und 1. Brillouinzone von GaAs

Punkt. Hier muß beim Übergang durch Photoabsorption an der Schwelle vom Valenzzum Leitungsband ein Phonon beteiligt sein, da sich der  $\vec{k}$ -Vektor des Elektrons ändert. Halbleiter mit Übergängen dieser Art werden als indirekte Halbleiter bezeichnet, GaAs dagegen ist ein direkter Halbleiter. Außerdem ist die Gap-Energie  $E_g$  von GaP mit 2.26 eV größer als die von GaAs mit 1.42 eV [GMS92]. Werden nun in einem GaAs-Kristall nach und nach die Arsenatome durch Phosphoratome ersetzt, so entsteht ein GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>-Kristall, bis letztlich GaP vorliegt. Entsprechend muß sich die

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>face centered cubic (fcc)

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>body centered cubic (bcc)

Bandstruktur von GaAs in die von GaP umwandeln. Der Übergang vom direkten zum indirekten Halbleiter erfolgt bei y = 0.48. Die Gap-Energie  $E_g$  wächst kontinuierlich mit steigendem Phosphoranteil.



Abbildung 2.2: Bandstruktur von GaAs und GaP [BS82] ohne Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung

Ähnlich sind die Verhältnisse beim Übergang von GaAs zum direkten Halbleiter InAs. Beim Mischkristall  $\ln_{1-x}$ Ga<sub>x</sub>As sinkt die Gap-Energie stetig mit wachsendem Indiumgehalt, bis bei InAs selbst die Gap-Energie  $E_q = 0.42 eV$  beträgt.

### 2.4 Spinpolarisierte Elektronen im Leitungsband

Durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung spaltet das Valenzband am  $\Gamma$ –Punkt um  $\Delta$  auf (Abb.2.3). Hierdurch ist es möglich, eine Polarisation der Elektronen im Leitungsband zu erzeugen, wenn man Licht der Energie  $E_g \leq h\nu < E_g + \Delta$  einstrahlt.

In der Dissertation von S. PLÜTZER [Plü94] wird mit Hilfe der Gruppentheorie gezeigt, daß nur durch Ausnutzung der Symmetrie des Hamiltonian im Zinkblendegitter exakt dieselben Übergangswahrscheinlichkeiten und Auswahlregeln für Dipolstrahlung gelten wie für bestimmte Übergänge im Atom. Die Wellenfunktionen zu  $s_{\frac{1}{2}}$ ,  $p_{\frac{1}{2}}$  und  $p_{\frac{3}{2}}$  transformieren sich genau wie die Zustände  $\Gamma^6$ ,  $\Gamma^7$  und  $\Gamma^8$ . Die Analogie zu den Sund P-Wellenfunktionen der Atomphysik ist gegeben, obwohl das atomare Potential rotationssymmetrisch, das Potential im Kristall dagegen nur invariant gegen bestimmte diskrete Drehungen ist.



Abbildung 2.3: Bandschema von GaAs am  $\Gamma$ -Punkt

Abbildung 2.3 zeigt das Bandschema von GaAs am  $\Gamma$ -Punkt. Der Zustand  $\Gamma^8$  des Valenzbandes ist wie die  $p_{\frac{3}{2}}$ -Wellenfunktion energetisch vierfach entartet, der Zustand  $\Gamma^6$  des Leitungsbandes ist wie das  $s_{\frac{1}{2}}$ -Niveau zweifach entartet. Werden die Elektronen aus dem Valenzband mit zirkular polarisiertem Licht angeregt, so gelten in der elektrischen Dipolnäherung folgende Auswahlregeln:

$$\sigma^+$$
-Licht:  $\Delta m_j = +1$   
 $\sigma^-$ -Licht:  $\Delta m_j = -1$ 

Diese Übergänge sind in Abbildung 2.3 eingezeichnet. Die eingekreisten Zahlen geben die jeweiligen Übergangswahrscheinlichkeiten an, die sich mittels Störungsrechnung aus den Übergangs-Matrixelementen  $\langle f|H_D|i\rangle$  berechnen lassen, wenn die Wechselwirkung der elektrischen Dipolübergänge durch den Hamiltonian  $H_D$  beschrieben wird.

Somit ist z.B. für Einstrahlung von  $\sigma^+$ –Licht das Niveau  $m_j = -\frac{1}{2}$  von  $\Gamma^6$  überbesetzt, wodurch eine Spinpolarisation der Elektronen im Leitungsband entsteht. Die Polarisation im Leitungsband beträgt:

$$\sigma^+$$
-Licht:  $P = \frac{1-3}{1+3} = -0.5$   
 $\sigma^-$ -Licht:  $P = \frac{3-1}{3+1} = +0.5$ 

Die Quantisierungsachse ist durch den Impuls der Photonen gegeben. So ist auch das Vorzeichen der Polarisation festgelegt: Der Polarisationsvektor der emittierten Elektronen liegt bei  $\sigma^+$ -Licht antiparallel zu deren Impuls. Ein Elektronenstrahl, der den Kristall in Richtung des einfallenden Lichtes verläßt, ist somit longitudinal polarisiert.

Die theoretische Grenze der Polarisation von  $P_0 = 50\%$  wird im Experiment in der Regel nicht beobachtet, da die Elektronen auf dem Weg zur Oberfläche depolarisierenden Mechanismen ausgesetzt sind (Abschnitt 2.5).

#### 2.4.1 Verlauf des Polarisationsspektrums

Die bisherigen Überlegungen treffen nur am  $\Gamma$ –Punkt zu. Sobald für die eingestrahlte Energie  $h\nu > E_g$  gilt, findet der Übergang außerhalb des  $\Gamma$ –Punktes statt (Abb.2.4). Da die Anregung nicht mehr genau bei  $\vec{k} = (0,0,0)$  erfolgt, kann die aufgrund der Symmetrie der Wellenfunktion am  $\Gamma$ –Punkt abgeleitete Polarisation von 50% nicht mehr erreicht werden. Sie wird, wie das Experiment zeigt, mit abnehmendem Abstand des Wellenvektors  $\vec{k}$  zum Nullvektor, d.h. mit zunehmender eingestrahlter Energie  $h\nu$ , kleiner (Abb.2.5).

Wird Licht der Energie  $h\nu = E_g + \Delta$  eingestrahlt, dann werden auch Elektronen aus dem Zustand  $\Gamma^7$ , welcher wie das  $p_{\frac{1}{2}}$ -Niveau energetisch zweifach entartet ist, entsprechend ihrer Übergangswahrscheinlichkeit in das Leitungsbandminimum angeregt. Dadurch nimmt die Polarisation ab, da der Zustand  $m_j = +\frac{1}{2}$ , der vorher relativ zum Zustand  $m_j = -\frac{1}{2}$  unterbesetzt war, stärker bevölkert wird. Das Polarisationsspektrum zeigt an diesem Punkt eine starke negative Steigung.

Für Licht der Energie  $h\nu \ge E_g + \Delta$  werden wiederum Elektronen aus der Valenzbandregion außerhalb des  $\Gamma$ -Punktes ins Leitungsbandminimum angeregt. Mit zunehmender Lichtenergie nehmen die Polarisationswerte ab.



Abbildung 2.4: Anregung in der Umgebung der  $\Gamma$ -Punktes für: a)  $h\nu = E_g$  b)  $E_g < h\nu < E_g + \Delta$  c)  $h\nu = E_g + \Delta$  d)  $E_g + \Delta < h\nu$ 



Abbildung 2.5: Nach der Theorie konstruiertes Polarisationsspektrum

#### 2.5 Spinrelaxierende Prozesse

Die theoretisch maximal mögliche Spinpolarisation  $P_0$  wird experimentell nicht erreicht, da die Elektronen im Halbleiter mehreren depolarisierenden Prozessen unterliegen (Abschnitt 2.5.1).

Unter der Annahme, daß keine Photoemission stattfindet, wird sich im Leitungsband eine Gleichgewichtspolarisation einstellen:

Bei zeitlich konstant eingestrahlter Lichtintensität werden im Mittel  $N_0$  Elektronen ins Leitungsband angeregt. Nach Ausschalten der Lichtquelle nimmt die Anzahl der Elektronen im Leitungsband N(t) exponentiell mit der Zeitkonstanten  $\tau_R$  ab:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_R}}$$

Die spinrelaxierenden Prozesse sorgen dafür, daß die Differenz  $\Delta N(t)$  der Elektronen mit spin-up  $N_{\uparrow}(t)$  und der Elektronen mit spin-down  $N_{\downarrow}(t)$  ebenfalls exponentiell (mit  $\tau_S$ ) abnimmt:

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

So stellt sich nach [PM76] im Leitungsband die Gleichgewichtspolarisation  $P_L$  ein, wenn  $P_0$  die Spinpolarisation ohne Rekombinations- und Spinrelaxationsprozesse ist.

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

Sobald die Photoemission stattfindet, wird die Verweildauer  $\tau_E$  der Elektronen im Leitungsband unter  $\tau_R$  liegen. Nach Ersetzen von  $\tau_R$  durch  $\tau_E$  ist die Spinpolarisation Pder emittierten Elektronen größer als  $P_L$ :

$$P = P_0 \left(1 + \frac{\tau_E}{\tau_S}\right)^{-1} \tag{2.2}$$

Diesen Zusammenhang zwischen der theoretischen Anfangspolarisation  $P_0$  und der Polarisation P des emittierten Elektronenensembles erhält man, wenn man die Ratengleichungen für die Anzahl der Elektronen mit spin-up und spin-down aufstellt [PM76]:

$$rac{dN_{\uparrow}}{dt} = C_{\uparrow} - rac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{2 \ au_S} - rac{N_{\uparrow}}{ au_E} = 0$$

$$\frac{dN_{\downarrow}}{dt} = C_{\downarrow} + \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{2 \quad \tau_S} - \frac{N_{\downarrow}}{\tau_E} = 0$$

Hier bezeichnen  $C_{\uparrow\downarrow}$  die Produktionsraten der spin-up/down Elektronen. Durch sie ist die Anfangspolarisation  $P_0$  definiert, und durch Einsetzen erhält man:

$$P_0 \equiv \frac{C_{\uparrow} - C_{\downarrow}}{C_{\uparrow} + C_{\downarrow}} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \cdot \frac{\frac{1}{\tau_E} + \frac{1}{\tau_S}}{\frac{1}{\tau_E}}$$

Das heißt mit der o.g. (Glg.2.1, S.3) Definition von P:

$$P_0 = P \left( 1 + \frac{\tau_E}{\tau_S} \right)$$

Man kann  $\tau_E$  verkürzen, indem man die Dicke der emittierenden Schicht des Halbleiters (Epilayer) kleiner als die Diffusionslänge eines Elektrons im Leitungsband (1  $\mu m$ nach [FL77]) während der Zeit  $\tau_R$  wählt, wodurch sich die Spinpolarisation der emittierten Elektronen erhöht. Am deutlichsten ist dieser Effekt zu sehen, wenn man nach dieser Methode die Strecke, die ein Leitungsbandelektron durch Diffusion zurücklegt, durch eine dünne Schicht (z.B. 100 nm) so stark verkürzt, daß  $\tau_E$  deutlich unter  $\tau_S$ liegt. Ist beispielsweise die Spinrelaxationszeit  $\tau_S = 56 \ ps$  und die mittlere Aufenthaltsdauer im Leitungsband (vor der Emission)  $\tau_E = 8 \ ps$ , so errechnet sich  $P = 0.875 \ P_0$ [Har97], d.h.  $P^2 = 0.77 \ P_0^2$ . Somit findet man eine Strahlpolarisation, die deutlich unter dem theoretisch maximal erreichbaren Wert  $P_0$  liegt.

#### 2.5. SPINRELAXIERENDE PROZESSE

#### 2.5.1 Depolarisierende Prozesse

Die durch Photoanregung der Elektronen im Leitungsband des Halbleiters erzeugte Spinpolarisation relaxiert exponentiell mit der Zeit. Es gibt mehrere Prozesse, die zur Depolarisation der Elektronen im Halbleiter beitragen. Eine Zusammenfassung gibt [FL77].

Experimentelle Untersuchungen [FL77, APT83] zeigten, daß in dem Bereich des Dotierungsgrades, in dem alle hier gemessenen Kristalle liegen, und bei Raumtemperatur, bei der alle Messungen stattfanden, hauptsächlich der Bir-Aronov-Pikus Prozeß [APT83] zum Tragen kommt. Dieser Relaxationsprozeß wird meist als Elektron-Loch-Streuung mit Spinaustausch bezeichnet [DHL85].

Im Halbleiter kommt es zu einer Austauschwechselwirkung zwischen den Elektronen im Leitungsband und den Löchern im Valenzband. Durch die hohe p-Dotierung (~  $10^{18} cm^{-3}$ ) des Halbleiters ist die Dichte der Löcher festgelegt. Die durch Photoanregung der Elektronen verursachte Löcherdichte ist im Vergleich zu vernachlässigen. Somit ist die effektive Masse der Löcher sehr groß gegen die Masse der Elektronen, weshalb der Stoßprozeß der Elektronen an den Löchern als elastisch angesehen wird. Nach [FL77] ergibt sich eine Spin-Relaxationszeit zu:

$$T = (N_h v \sigma)^{-1}$$

wobei  $N_h$  die Löcherdichte, v die mittlere Elektronengeschwindigkeit und  $\sigma$  den spinflip-Wirkungsquerschnitt (~  $10^{-16} cm^2$ ) darstellt.

### 2.6 Deformierte Kristallschichten

Bei vielen Streuexperimenten sind höhere Polarisationsgrade erforderlich. So wird durch die Brechung der kubischen Symmetrie der Kristallstruktur der vierfach entartete Zustand  $\Gamma^8$  aufgespalten, um Polarisationen von über 50% zu erhalten.



Abbildung 2.6: Die uniaxiale Deformation (a) des kubischen Gitters, die zur Aufspaltung  $\delta E \leq 80 \, meV$  des obersten Valenzbandzustandes führt (b).

Man läßt auf ein dickes Substrat (mindestens  $1 \mu m$ , z.B. GaAs<sub>0.7</sub>P<sub>0.3</sub>) mit der Gitterkonstanten  $a_s$  eine dünne Schicht (weniger als 400 nm, z.B. GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub>) mit der Gitterkonstanten  $a \cong 1.01 \cdot a_s$  epitaktisch aufwachsen, so daß eine uniaxial deformierte Schicht mit einer Gitterfehlanpassung ("lattice mismatch"; Abschnitt 2.6.1) von etwa 1% entsteht (Kap.5). Dieser "Strain" erzeugt eine Aufspaltung  $\delta E$  des obersten Valenzbandzustandes  $\Gamma^8$  (Abb.2.7), welcher dem  $p_{\frac{3}{2}}$ –Zustand in Abbildung 2.6 entspricht, von der Größenordnung 20 - 80 meV. Diese Aufspaltung ist der des Stark-Effektes analog, d.h. gleiche  $|m_j|$  wandern in dieselbe Richtung. Somit ist es möglich, je nach Zirkularpolarisation des eingestrahlten Lichtes, nur Elektronen aus den Zuständen mit  $|m_j| = \frac{3}{2}$  in das Leitungsband anzuregen. Die theoretisch maximale Polarisation beträgt somit  $P_0 = 100\%$ . An Strahlen photoemittierter Elektronen aus uniaxial deformierten Kristallschichten (Strained Layer) wurde erstmals 1991 eine Spinpolarisation von über 50% gemessen [MGP<sup>+</sup>91, NAH<sup>+</sup>91].

Es gelten hier die gleichen Überlegungen wie für die undeformierten Halbleiterkathoden, daß die experimentell gemessene Spinpolarisation P des emittierten Elektronenstrahles deutlich unter dem theoretischen Wert  $P_0$  liegt. Der höchste im Rahmen dieser Arbeit gemessene Wert P = 76% wurde mit einem Strained Layer, der Art wie am Anfang des Abschnitts beschrieben, erreicht.

#### 2.6.1 Änderung der Lage der Energieniveaus



Abbildung 2.7: Lage der Energieniveaus bei einer dünnen Schicht ohne (links) und mit Deformation

Wie eben erläutert, wird beim Strained Layer durch uniaxiale Deformation die Entartung des oberen Valenzbandzustandes teilweise aufgehoben. Die Größe der Aufspaltung und der Verschiebung der Valenzbandzustände am  $\Gamma$ -Punkt relativ zum Leitungsbandminimum kann durch Störungsrechnung ermittelt werden [PB59, PB60, PC68, AO83].

Wird eine dünne Schicht eines Halbleitermaterials mit der Gitterkonstanten *a* auf ein Substrat mit der Gitterkonstanten  $a_s$  aufgedampft, so ergibt sich aus den Gitterkonstanten die relative Gitterfehlanpassung  $\Delta a$  (lattice mismatch) zu:

$$\Delta a = \frac{a - a_s}{a} \tag{2.3}$$

Wie Abbildung 2.7 zeigt, geht die Gap-Energie  $E_g$  des undeformierten Kristalls in die des deformierten Kristalls  $E_g^{def}$  über. Der Zusammenhang ist gegeben durch:

$$E_g^{def} = E_g + \left(-2A \frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} + B \frac{c_{11} + 2c_{12}}{c_{11}}\right) \Delta a$$
(2.4)

Hierbei sind  $c_{11}$ ,  $c_{12}$ , A und B Festkörperkonstanten ( $c_{1x}$  = Elastizitätsmodul, A = Hydrostatisches Deformationspotential, B = Uniaxiales Deformationspotential).

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

$$\delta E = -2B \, \frac{c_{11} + 2c_{12}}{c_{11}} \, \Delta a \tag{2.5}$$

Der Abstand des  $\Gamma^7$ -Zustandes  $E_g + \Delta$  zum Leitungsbandminimum des undeformierten Kristalls ändert sich unter Deformation zu:

$$E_{\Delta}^{def} = E_g + \Delta - 2A \; \frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} \; \Delta a$$

womit folgt:

$$\Delta^{def} = E_{\Delta}^{def} - E_g^{def} = \Delta - B \frac{c_{11} + 2c_{12}}{c_{11}} \Delta a = \Delta + \frac{\delta E}{2}$$

Hierbei ist zu beachten, daß diese Gleichungen nur für  $\delta E \ll \Delta$  eine gute Näherung darstellen, d.h., daß die Deformation, die zur Aufspaltung  $\delta E$  führt, im Vergleich zur Spin-Bahn-Wechselwirkung als Störung betrachtet wird.

Für die in dieser Arbeit untersuchten Kristalle ergibt sich durch Deformation mit den entsprechenden Werten der Konstanten  $c_{11}$ ,  $c_{12}$ , A und B immer eine Vergrößerung der Gap-Energie.

#### 2.6. DEFORMIERTE KRISTALLSCHICHTEN

#### 2.6.2 Verlauf des Polarisationsspektrums

Die Argumentation verläuft analog zu Abschnitt 2.4.1, nur daß hier drei ausgezeichnete Übergänge am  $\Gamma$ -Punkt stattfinden können:

•  $h\nu = E_g^{def}$ :

Hier liegt das Maximum der Spinpolarisation, da nur Elektronen aus dem obersten Valenzband am  $\Gamma$ -Punkt in den Zustand  $m_j = -\frac{1}{2}$  angeregt werden.  $P_0$ sollte bei 100% liegen, die beobachtete Polarisation P liegt darunter.

•  $h\nu = E_q^{def} + \delta E$ :

Zusätzlich zu den Elektronen aus dem obersten Valenzband bei  $\vec{k} \neq (0,0,0)$ werden jetzt die aus dem oberen  $\Gamma^7$ –Zustand bei  $\vec{k} = (0,0,0)$  angeregt, die ausschließlich, aber mit kleinerer Übergangswahrscheinlichkeit, den Zustand  $m_j = +\frac{1}{2}$  bevölkern. Folglich sieht man bei dieser Photonenenergie einen starken Abfall im Polarisationsspektrum. Die Spinpolarisation  $P_0$  beträgt hier wie bei einem undeformierten Halbleiter etwa 50%.

•  $h\nu = E_{\Delta}^{def}$ :

Den Übergängen aus den beiden obersten Valenzbändern bei  $\vec{k} \neq (0,0,0)$  folgt die Anregung aus dem unteren  $\Gamma^7$ –Zustand bei  $\vec{k} = (0,0,0)$ . Hier ist ein Bereich einer weniger starken negativen Steigung als im vorhergehenden Fall, da die Aufspaltung  $\delta E$  deutlich kleiner ist als die Energiedifferenz  $E_{\Delta}^{def} - E_{g}^{def}$ .

Zusätzlich zu dem diskutierten Verlauf, der in fast allen Polarisationsspektren gut zu erkennen ist, gibt es teilweise weitere Steigungsänderungen bei höheren Photonenenergien, eventuell sogar ein relatives Minimum im Kurvenverlauf des Spektrums zu verzeichnen. Dies rührt von der Aufeinanderfolge verschiedener neu auftretender Übergänge her, die dazu führen, daß die beiden Zustände  $m_j = \pm \frac{1}{2}$  abwechselnd ungleich besetzt werden, oder daß auch Zustände oberhalb des Leitungsbandminimums bevölkert sind. Bei Kathoden mit dünnen Schichten werden aus der darunter liegenden Schicht (Bufferlayer) eventuell ebenfalls Elektronen emittiert, sobald die eingestrahlte Photonenenergie größer ist als die Gap-Energie des Buffermaterials. Ein Beispiel für den beschriebenen Verlauf gibt Abbildung 6.4 auf Seite 62.

### 2.7 Austritt der Elektronen ins Vakuum

Die in das Leitungsband angeregten Elektronen werden durch eine Potentialstufe von etwa  $3.5 \ eV$  am Austritt in das Vakuum gehindert (Abb.2.8). Da die Aufspaltung  $\Delta$  in der Regel um einen Faktor 10 kleiner ist, würde eine Erhöhung der Photonenenergie den Verlust der Polarisation nach sich ziehen. Die Energiedifferenz zwischen Leitungsbandminimum  $E_L$  und Vakuumniveau  $E_V$  wird als Elektronenaffinität  $\chi$  bezeichnet:

$$\chi = E_V - E_L$$

Damit die Elektronen im Leitungsband den Kristall mit maximaler Spinpolarisation verlassen können, muß das Vakuumniveau unter das Leitungsbandminimum im Kristall abgesenkt werden, so daß eine negative Elektronenaffinität (NEA) entsteht.

Durch eine p–Dotierung von  $10^{17} - 10^{19} \, cm^{-3}$  wird das Fermi-Niveau  $E_F$  im Kristall abgesenkt. Da sich zwischen Valenz- und Leitungsband Störstellenniveaus ausbilden, führt dies zu teilweise entvölkerten Oberflächenzuständen. An der Oberfläche bildet sich eine positive Ladungsdichte aus. Sie sorgt hier für eine Absenkung der Energiebänder, da sich (nur hier) die Lage des Leitungsbandminimums und des Valenzbandmaximums relativ zum Fermi-Niveau aufgrund der hohen Dichte der Oberflächenzustände nicht ändert (Fermi-Level-Pinning). Deshalb entsteht an der Oberfläche bis zu einer Tiefe von etwa  $10 \, nm$  eine Bandbiegung von maximal  $1 \, eV$  nach unten, wodurch für die Elektronen im Kristallinneren eine kleinere Elektronenaffinität  $\chi$  vorliegt.

Die NEA wird aber nur dann erreicht, wenn zusätzlich auf der Kristalloberfläche Cäsium und Sauerstoff aufgebracht werden. Nach der YoYo–Methode werden mehrere Schichten abwechselnd aufgetragen. Die optimale Dicke der adsorbierten Schicht beträgt jeweils weniger als eine atomare Monolage [Fis94]. An der Kristalloberfläche entsteht eine Dipolschicht, die das Vakuumniveau weiter absenkt, wobei der Effekt durch den Sauerstoff meist verstärkt wird. Liegt schließlich das Vakuumniveau unter dem Leitungsbandminimum, so ist die NEA erreicht. Der schmale Potentialwall, der dabei an der Oberfläche entsteht, kann leicht durchtunnelt werden, so daß Elektronen vom Kristall ins Vakuum gelangen, ohne zusätzlich Polarisation zu verlieren.



Abbildung 2.8: Erreichen der NEA

#### 2.8 Polarisationsabhängiger Wirkungsquerschnitt

Die Elektronen besitzen einen Spin, verbunden mit einem magnetischen Moment, weshalb die Rutherford-Streuformel nicht gilt. Das Streupotential besteht nicht nur aus dem reinen Coulomb-Potential, sondern wird durch den Term der Spin-Bahn-Wechselwirkung  $V_{ls} \propto \vec{l} \cdot \vec{s}$  modifiziert.

Eine quantenmechanische Beschreibung mit dem Dirac-Formalismus ergibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Mott-Streuung [Kes85]:



Abbildung 2.9: Streuung eines polarisierten Elektronenstrahls: Die Impulsvektoren des einund 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.

Hierbei ist  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta)$  der polarisationsunabhängige Mott-Streuquerschnitt und  $\hat{n} = \frac{\vec{k} \times \vec{k'}}{|\vec{k} \times \vec{k'}|}$  der Normaleneinheitsvektor zur Streuebene, welche durch die Impulse der ein-  $(\vec{k})$  und auslaufenden  $(\vec{k'})$  Elektronen aufgespannt wird.  $S(\vartheta, E)$  ist die Asymmetrie- oder Shermanfunktion, die angibt, wie hoch die Polarisation eines ursprünglich unpolarisierten Elektronenstrahls nach einer Einfachstreuung ist. Sie ist vom Streuwinkel  $\vartheta$ , der Streuenergie E und dem Kern, an dem gestreut wird, abhängig (Abb.2.10).



Abbildung 2.10: Abhängigkeit der theoretischen Shermanfunktion  $S(\vartheta)$  vom Streuwinkel  $\vartheta$  für verschiedene Streuenergien, berechnet nach Holzwarth und Meister [CHLO85]

Die Asymmetrie A ist über die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Azimutalwinkel  $\varphi$  definiert:

$$A = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi = 0) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi = \pi)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi = 0) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi = \pi)}$$
(2.7)

Nach Einsetzen von Gleichung (2.6) in (2.7) folgt für die Asymmetrie:

$$A = \vec{P} \cdot \hat{n} \ S(\vartheta, E) \tag{2.8}$$

Wenn also die Shermanfunktion bekannt ist, kann aus der Messung der Asymmetrie die Polarisation eines Elektronenstrahls berechnet werden. In Abschnitt 4.3 wird gezeigt, wie man durch die Eichung des Mott-Detektors die "effektive" Shermanfunktion erhält.

# Kapitel 3

# **Apparativer Aufbau**

In diesem Kapitel wird die Apparatur zur Messung der Polarisation und Quantenausbeute vorgestellt. Detailliertere Beschreibungen finden sich in bereits existierenden Arbeiten [Gas88, Bel87, Nef93, Doc93]. Eine Gesamtansicht bietet Abbildung 3.1.

### **3.1 Das Vakuumsystem**

Für die Präparation einer Kristalloberfläche zum Erreichen der NEA ist ein Restgasdruck von der Größenordnung  $10^{-10}$  mbar erforderlich. Daher ist die Apparatur aus ultrahochvakuumtauglichen Komponenten aufgebaut, die Drucke bis zur Größenordnung  $10^{-11}$  mbar erlauben. Das Vakuum wird durch zwei Ionengetterpumpen aufrechterhalten, von denen die erste mit einer Saugleistung von  $600 \frac{l}{s}$  unter der Kristallkammer und die zweite mit  $200 \frac{l}{s}$  Saugleistung unterhalb des Mottdetektors angebracht ist. Zusätzlich ist eine NEG–Pumpe<sup>1</sup> ( $200 \frac{l}{s}$ ) angeflanscht. Der Druck wird mit einem Quadrupol-Massenspektrometer gemessen, das zur Kontrolle auch eine Restgasanalyse erlaubt. Der typische Druck bei den Messungen, nach Ausheizen und Präparation, lag mit etwa  $2 \cdot 10^{-10}$  mbar immer höher als der Basisdruck von  $2 \cdot 10^{-11}$  mbar, der sich einstellte, wenn ein Tag nicht mit der Apparatur gearbeitet wurde.

Die vier Hauptbereiche, in die sich die Apparatur gliedert, sind in den Abbildungen 3.1 und 3.2 zu erkennen:

Seitlich zur Kristallkammer befindet sich die Schleusenkammer. Nach vorne schließt sich der 90°–Umlenker an, auf den wiederum der Mott-Detektor folgt.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>NON EVAPORABLE GETTERS der Firma SAES



Abbildung 3.1: Gesamtansicht der Apparatur



Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau der Apparatur

Nach dem Einschleusen der Kristalle über die von P. DRESCHER [Dre96] konstruierte Schleuse werden die Kristalle in der Kristallkammer ausgeheizt und präpariert. Der Lichtstrahl zur Photoemission fällt von der Seite des Umlenkers in die Kristallkammer. Der Elektronenstrahl wird von einer von B. SAUER [Sau95] konstruierten Elektronenoptik durch den 90°–Umlenker zum Mott-Detektor transportiert. Da der Spin der anfangs longitudinal polarisierten Elektronen beim Durchgang durch den elektrostatischen 90°–Umlenker raumfest bleibt, liegt am Mott-Detektor transversale Polarisation vor. Dort wird die Polarisation durch Streuung an einer Goldfolie gemessen.

### 3.2 Die Kristallkammer

In der Kristallkammer befindet sich ein Rad, welches von außen mittels einer Drehdurchführung um seine vertikale Achse drehbar ist. In einem am Rand aufrecht befestigten Aufnahmeschlitz wird der Kristall im Probenhalter so vertikal positioniert, daß die zu untersuchende Oberfläche radial nach außen zeigt. Wird eine Präparation durchgeführt, so ist der Kristall zum 90°–Umlenker hin ausgerichtet (Position A), so daß dessen Oberfläche einem Cäsium-Dispenser schräg gegenübersteht. Der Dispenser ist ein kleines Metallröhrchen mit einem schmalen Spalt. Im Inneren befindet sich eine Cäsiumverbindung, die beim Erwärmen zerfällt. So wird elementares Cäsium freigesetzt, sobald Strom durch den Dispenser fließt, wobei der Cäsiumfluß durch die Stromstärke regelbar ist. Seitlich unterhalb des Durchgangs zur Schleusenkammer ist über ein Dosierventil ein Sauerstoff-Vorratsgefäß mit der Kristallkammer verbunden. Der Sauerstoff kann damit dosiert in die Kammer eingelassen werden.

### 3.3 Die Schleuse

Um das Vakuum der Kristallkammer nicht bei einem Wechsel der Photokathoden brechen zu müssen, wurde von P. DRESCHER eine Schleuse an der Vakuumapparatur installiert [Dre96]. Sie macht den reibungslosen Betrieb zur Untersuchung vieler Proben erst möglich, da sonst zum Einsetzen neuer Halbleiterkathoden die Kristallkammer geöffnet werden müßte. Ein Ganzmetallschieber trennt die Kristall- von der Schleusenkammer ab. Diese wird von einer Turbomolekularpumpe ( $56 \frac{l}{s}$ ) mit einer zweistufigen Drehschieberpumpe als Vorpumpe evakuiert. Oben wird ein Transfergefäß an einen NW63–Flansch aufgesetzt. Das Transfergefäß (Abb.3.3) ermöglicht den Transport der einzubringenden Proben von einem glove-bag in das Vakuum, ohne daß diese mit Laborluft in Berührung kommen (Abschnitt 4.1.1). Die Kristalle werden im Probenhalter von der Transportgabel der Dreh-Schiebe-Durchführung aufgenommen und in der Kristallkammer an den Aufnahmeschlitz des Kristallrades übergeben. Eine Skizze zum Prinzip der Übergabe des Kristalls per Transportgabel zeigt Abbildung 4.1.


Abbildung 3.3: Das Innere des Transfergefäßes

Die Probe kann nach einer Pumpzeit von 5h von der Schleuse in den UHV-Rezipienten eingebracht werden, ohne daß sich das Vakuum nachhaltig ändert. Zur Minimierung der Einflüsse auf das Vakuum wurde ein Probenwechsel immer so geplant, daß die Schleusenkammer über Nacht bepumpt wurde.

## 3.4 Die Lichtoptik

Bei der Präparation wird standardmäßig ein HeNe–Laser verwendet. So kann während der Präparation jederzeit die Quantenausbeute *Y* bestimmt werden. Sie gibt die Anzahl  $N_e$  emittierter Elektronen pro Anzahl  $N_{\gamma}$  einfallender Photonen an, ausgedrückt durch die Meßgrößen Photostrom *I* und eingestrahlte Lichtleistung *P* bei der Wellenlänge  $\lambda$  (Glg.4.1, S.38).

Um die Quantenausbeute und die Polarisation in Abhängigkeit von der Wellenlänge messen zu können, wird eine Xenon-Hochdrucklampe verwendet. Mit einer Linse (in Abb.3.2 nicht eingezeichnet) wird der Lichtstrahl auf den 0.5 mm breiten Eingangsspalt des nachfolgenden Gittermonochromators fokussiert. Die Wellenlängen können im Bereich von 550 nm bis 1000 nm mit einer Halbwertsbreite von 3 nm ausgewählt werden. Ein direkt hinter dem Ausgangsspalt angebrachtes Glan-Thomson-Prisma liefert linear polarisiertes Licht. Der nachfolgende Soleil-Babinet-Kompensator dient als wellenlängenabstimmbares  $\frac{\lambda}{4}$ –Blättchen, welches zirkular polarisiertes Licht erzeugt. Da das Soleil-Babinet mit einem Schrittmotor um 90° um die Strahlachse drehbar ist, kann automatisch von rechtszirkularem ( $\sigma^+$ ) Licht auf linkszirkulares ( $\sigma^-$ ) Licht umgeschaltet werden. Der Anteil der Zirkularpolarisation liegt über 99%. Den Abschluß bildet eine Linse (in Abb.3.2 nicht eingezeichnet), die den Eingangsspalt des Monochromators auf den Kristall abbildet. Dort hat der Lichtfleck eine Größe von  $1 \times 3 mm^2$ .

Die Lichtleistung wird mit einer Photodiode immer direkt vor dem Eintritt durch das Fenster der Kristallkammer gemessen. Verluste, die hier durch Reflexion entstehen, werden bei der Berechnung der Quantenausbeute zu deren Ungunsten nicht berücksichtigt. Das Spektrum der Xenon-Hochdrucklampe wurde im Rahmen dieser Arbeit komplett vermessen, so daß zur Bestimmung der Quantenausbeute Y jeweils nur noch der Photostrom gemessen werden muß (Abschnitt 4.2).

Zur Untergrundbestimmung in den Detektoren des Mottanalysators während der Polarisationsmessung wird der Lichtstrahl mit einem motorisierten Shutter ausgeblendet, der direkt nach der Xenon-Hochdrucklampe eingefahren werden kann.

## 3.5 Die Elektronenoptik

Im Rahmen einer Diplomarbeit wurde die Elektronenoptik im Sommer 1994 neu eingebaut [Sau95]. Die wichtigste Komponente ist der 90°–Umlenker. Er dreht durch ein elektrostatisches Feld eines Zylinderkondensators den Elektronenimpuls um 90°, ohne die Orientierung des Elektronenspins zu beeinflussen. Beim Durchlaufen des Umlenkers wird die am Kristall erzeugte longitudinale Spinpolarisation in eine transversale Spinpolarisation überführt. Diese ist notwendig, da nur transversal polarisierte Elektronen bei der anschließenden Mottstreuung eine Asymmetrie erzeugen. Die Neukonstruktion des 90°–Umlenkers erforderte die Erneuerung aller elektronenoptischen Komponenten einschließlich der Kristallhalter, welche eine erste fokussierende Wirkung auf die emittierten Elektronen haben. Der 90°–Umlenker mit seinen Gitterelektroden ermöglicht es, daß der einfallende Lichtstrahl kaum an Intensität verliert (maximal 7%). Viele Eingriffsmöglichkeiten auf den Elektronenstrahl helfen, ungewollte Strahlablagen zu kompensieren. Die Transmission des Elektronenstrahls von der Kathode bis zur Goldfolie des Mott-Detektors beträgt 95% bis 100%.

## **3.6 Der Mott-Detektor**

Der zur Apparatur gehörende Mott-Detektor wurde von U. BELZ [Bel87] aufgebaut. Eine Schnittzeichnung ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Der Mott-Detektor besteht aus zwei sphärischen Elektroden und arbeitet als Gegenfeldpolarimeter.



Abbildung 3.4: Schnittzeichnung des Mott-Detektors

Von den beiden konzentrischen Halbkugeln liegt die äußere auf Erdpotential, die innere auf einem Potential von +38 kV. Im gemeinsamen Mittelpunkt ist eine Goldfo-

lie angebracht, an der die um  $38 \, kV$  beschleunigten Elektronen gestreut werden. Die unter einem Winkel von  $\vartheta_s = 118^{\circ}$  gestreuten Elektronen werden mit zwei Channeltrons nachgewiesen. Dieser spezielle Winkel  $\vartheta_s$  ergibt sich aus der Tatsache, daß die Shermanfunktion für die verwendete Streuenergie an Gold einen Extremwert besitzt (Abb.2.10). Nach der Streuung treten die Elektronen durch zwei Löcher in der inneren Elektrode aus und erleiden auf ihrem Weg zur äußeren Elektrode einen Energieverlust von  $38 \, kV$ . Die Eingangsblenden (Bohrungsdurchmesser  $10 \, mm$ ) der Channeltrons lassen sich unabhängig von der äußeren Elektrode auf ein beliebiges Potential legen. So läßt sich der maximale Energieverlust  $\Delta E$  der Elektronen bei der Streuung festlegen. Er ist davon abhängig, ob die Streuung an der Goldfolie elastisch ist oder nicht. Die Streuprozesse im Experiment sind teilweise inelastisch, und es treten zusätzlich Mehrfachstreuungen auf. Die experimentell gemessene Asymmetrie  $A_{exp}$  ist daher bei gegebener Polarisation P kleiner als aufgrund der theoretischen Shermanfunktion  $S_{theo}(\vartheta)$  erwartet wird. Deshalb wird eine effektive Shermanfunktion  $S_{eff}(\vartheta)$  eingeführt, so daß gilt:

$$P = \frac{A_0}{S_{theo}(\vartheta)} = \frac{A_{exp}}{S_{eff}(\vartheta)}$$
(3.1)

Hier steht  $A_0$  für die durch Energieverlustextrapolation gefundene Asymmetrie für rein elastische Einfachstreuung, bei der der Energieverlust  $\Delta E = 0$  beträgt.

Das Meßverfahren und die Eichmethode sind in Abschnitt 4.3 beschrieben.

## 3.7 Experimentsteuerung und Datenaufnahme

Die Polarisationsmessung wird von einem PC mit einem Pascal-Programm gesteuert. Das Programm wurde vom P. DRESCHER [Dre96] 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 Licht-Shutters. Es müssen nur noch die ganz spezifischen Größen des jeweiligen Einsatzortes des Schrittmotors neu definiert werden.



Abbildung 3.5: Schema des Datenflusses

Abbildung 3.5 gibt das Schema des Datenflusses wieder. Die Pulse des Channeltrons werden über einen Kondensator ausgekoppelt und gelangen zu einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, der sich in unmittelbarer Nähe zu den Channeltrons befindet. Der Ausgang des Vorverstärkers ist mit dem Single Channel Analyser (SCA) verbunden, der mit einem Hauptverstärker kombiniert ist. Der SCA schneidet das Rauschen unterhalb einer gewissen Schwelle ab. Diese Schwellen werden aus einem Impulshöhenspektrum ermittelt. Der SCA formt an seinem Ausgang Rechteckimpulse mit einer Höhe von 5V, 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, werden dann vom Rechner gestoppt und ausgelesen.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Borland GmbH, München

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 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 einem Schritt möglich. Dies führt zu einem vernachlässigbar kleinen Fehler im Winkel des Soleil-Babinet-Kompensators, bei dem wegen eines Untersetzungsgetriebes 5000 Schritte dem Drehwinkel von 90° entsprechen.

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

## **Kapitel 4**

# Meßverfahren und Fehlerabschätzung

## 4.1 Präparation der Kathoden vor der Messung

Bevor die eigentliche Messung stattfinden kann, muß ein Halbleiter auf den Einsatz als Kathode vorbereitet werden. Zwei Schritte sind notwendig, um einen Photoemissionsstrom zu erhalten:

- Reinigen der Oberfläche vor und nach dem Einbringen in die Apparatur
- Aktivieren ("Präparieren") der Oberfläche mittels Erreichen der NEA

## 4.1.1 Reinigen der Oberfläche

#### Reinigen außerhalb der Apparatur

Die Kristalle der meisten Hersteller, z.B. die aus Novosibirsk [NSK], müssen vor dem Einschleusen in die Apparatur geätzt werden. Die in St. Petersburg hergestellten Halbleiter [SPB] werden dagegen schon bei der Produktion mit einer Schutzschicht aus Arsen versehen, so daß die Oberfläche nicht kontaminiert werden kann. Diese Schutzschicht wird bei dem späteren Ausheizen entfernt.

Damit die Kristalle während und nach einer Reinigung der Oberfläche durch Ätzen nicht mehr mit Laborluft in Berührung kommen, wurde der "closed cycle" zur besseren Kontrolle der Bedingungen beim Ätzvorgang eingeführt [Sch95]. Dies wird mit Hilfe von "glove-bags<sup>TM"1</sup> erreicht, die ein Arbeiten unter Stickstoffatmosphäre erlauben. Durch das an der Schleusenkammer anzuflanschende Transfergefäß ist es möglich, die Kristalle vom glove-bag zur Apparatur zu transportieren, so daß weder die Kristalle noch die Probenhalter durch Luft kontaminiert werden.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>glove-bag is a registered trademark of "Instruments for Research and Industry", Cheltenham/Pennsylvania

Die zu untersuchenden Kristalle werden in ihrer Verpackung, die meistens aus Papieroder Plastiktütchen besteht, in einen glove-bag gelegt. Alle Halbleiter ohne Schutzschicht werden für 10 s in einer 1:5–Mischung von Salzsäure (HCl) und Isopropanol ( $C_3H_7OH$ ) geätzt und sofort danach mit Isopropanol gespült. Der Stickstoffeinlaß des glove-bags besteht aus einem Schlauch mit vorn befestigter Düse. Durch den dort ausströmendem Stickstoff läßt sich der Kristall nach der Entnahme aus dem Becherglas leicht von Isopropanol befreien.

Im glove-bag ist eine Trägervorrichtung mit einem NW63–Flansch angebracht, auf der das Transfergefäß der Schleusenkammer befestigt werden kann. Auf einer Teflonplatte liegen zwei Pinzetten und ein Schraubendreher für den Einbau der Kristalle in die Probenhalter bereit. Die Probenhalter selbst sind auf einer Halterung aus Teflon einzuklemmen, um sie im glove-bag leichter zu fixieren.

Die Halbleiter werden rückseitig im Probenhalter mit einer Molybdänplatte gehalten, welche wiederum durch ein kleines Metallfederplättchen angedrückt wird. So ist der Einbau von Kristallen mit kleinen Abmessungen bis minimal  $4 \times 10 \ mm^2$  möglich, die unter der Standardgröße von  $(10 \ mm)^2 - (12 \ mm)^2$  liegen.

Abschließend werden die zwei Aufnahmeschlitze des Transfergefäßes mit den Probenhaltern bestückt, das Gefäß geschlossen und vom glove-bag abgehoben. Eine Viton-Dichtung (Abb.3.3) schließt den Innenraum luftdicht ab.

#### Einschleusen

Zum Einschleusen der Kathode wird das Transfergefäß von oben auf den NW63– Flansch der Schleusenkammer gesetzt, der ebenfalls mit einem Viton-Ring abgedichtet wird. Nach einer Pumpzeit von 5 h kann die Probe von der Schleuse in die Kristallkammer eingebracht werden, ohne daß sich das Vakuum nachhaltig ändert. Zur Minimierung der Einflüsse auf das Vakuum wurde ein Probenwechsel immer so geplant, daß die Schleusenkammer über Nacht, also minimal 10 h bepumpt wurde.

Das Einschleusen selbst erfolgt in der Regel innerhalb weniger Minuten. Der Ganzmetallschieber, der die Schleusen- von der Kristallkammer trennt, wird geöffnet, wobei der Druck im UHV-Rezipienten um weniger als eine Größenordnung steigt. Dann wird ein Probenhalter mit der Transportgabel aus einem Aufnahmeschlitz des Transfergefäßes gehoben und in den des Kristallrades wieder eingesetzt. Eine Skizze zum Prinzip der Übergabe des Kristalls vom Transfergefäß zum Kristallrad per Transportgabel zeigt Abbildung 4.1.

Die Transportgabel wird auf das obere T-Stück des Probenhalters zugefahren (1), so daß die Gabel ganz in die Aussparungen am Halter greift (2). Der Probenhalter wird abgesenkt und so in der Nut der Transportgabel aufgehängt (3). Der Aufnahmeschlitz wird nun so weit abgesenkt, bis der Probenhalter frei beweglich an der Transportgabel hängt (4) und in die Kristallkammer geführt werden kann. Dort erfolgt die Übergabe an den Aufnahmeschlitz des Kristallrades in zeitlich umgekehrter Abfolge, wobei das Kristallrad mittels eines xyz-Manipulators bewegt wird.



Abbildung 4.1: Kristallübergabe mit der Transportgabel

Nach Herausziehen der Transportgabel wird der Ganzmetallschieber wieder geschlossen, wodurch der Druck innerhalb einiger Sekunden auf den Wert direkt vor dem Einschleusen absinkt.

#### Reinigen innerhalb der Apparatur

Die Reinigung durch thermische Desorption ist zum Erreichen der NEA unerläßlich. Erst bei Temperaturen von über  $500^{\circ}C$  desorbieren Sauerstoff und Kohlenstoff [FDR94].

Innerhalb des UHV-Rezipienten wird die Kathode durch Ausheizen gereinigt. Dazu wurde zu Beginn dieser Arbeit eine Wolframwendel installiert, die ein Ausheizen bis  $630^{\circ}C$  erlaubt. Die maximal zulässige Temperatur ist durch den Kristalltyp festgelegt. Komplizierte Superlattice-Strukturen sind bis  $580^{\circ}C$ , GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>- und  $In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y$ - Halbleiter bis  $620^{\circ}C$  ausheizbar. Bei noch höheren Temperaturen wird Arsen freigesetzt und die Struktur zerstört. Die komplizierteren Heterostrukturen zeigen evtl. schon unter  $600^{\circ}C$  negative Auswirkungen auf Spinpolarisation und Quantenausbeute, da der Strain des Kristalls durch zu hohes oder häufiges Ausheizen verlorengeht, wenn Gitterfehlstellen die Grenzfläche zwischen Epilayer und Bufferlayer stören.

Der Kristall wird per Kristallrad vor die Heizwendel gedreht, die durch einen Strom  $I_{\text{Heiz}}$  erglüht. Eine Temperatureichung wurde etwa halbjährlich durchgeführt, da sich die Heizleistung für eine gegebene Temperatur durch das stetige Verdampfen von Wolfram kontinuierlich ändert. Die letzte Eichung ergab innerhalb des interessanten Bereichs folgende Eichgerade:

$$T[^{\circ}C] = 54.6 + 76.8 \cdot I_{\text{Heiz}}[A]$$

Um die Heizwendel nicht zu verglühen, wurde von Stromstärken von über  $I_{\text{Heiz}} = 7.5 A$  abgesehen.

Die Ausheiztemperatur wird über die Messung der Temperatur eines Probenhalters bestimmt, an dem ein Ni-CrNi–Thermoelement befestigt ist. Dieser Thermo-Probenhalter hat von der Heizwendel denselben Abstand wie der Probenhalter in Ausheizposition. So ist die Temperatur bis auf eine Genauigkeit von  $\pm 10^{\circ}C$  meßbar.

Die Arsenschicht der GaAs $_{1-y}$ P $_y$ -Kathoden aus St. Petersburg wird bei Temperaturen ab  $450^{\circ}C$  vollständig entfernt.

Die zu untersuchenden Proben wurden im allgemeinen bei Temperaturen zwischen  $540^{\circ}C$  und  $620^{\circ}C$  in  $20^{\circ}C$ -Schritten drei- bis fünfmal ausgeheizt. Wenige Ausnahmen waren z.B. die Superlattice-Struktur KE 3700 oder der DBR#1 aus Nagoya, Japan, die nur bis  $500^{\circ}C$  bzw. bis  $600^{\circ}C$  ausgeheizt werden durften, da sie sonst degeneriert worden wären (Anhang B, Tabelle B.1).

#### 4.1.2 Aktivieren der Oberfläche

Zum Erreichen der NEA (Abschnitt 2.7) ist ein Aktivieren der Oberfläche durch Aufbringen von Cäsium und Sauerstoff notwendig.

Die Cäsium-Schicht wird mit Hilfe sogenannter Cäsium-Dispenser<sup>2</sup> aufgebracht. Dies sind mit Cäsium(bi)chromat gefüllte NiCr–Schiffchen mit Zr-(16%)-Legierung, die eine schlitzförmige Öffnung besitzen. Bei Stromdurchgang wird das Schiffchen erhitzt, so daß das Cäsium(bi)chromat zerfällt und elementares Cäsium<sup>3</sup> freigesetzt wird. Über die Stromstärke wird die Temperatur und damit der Cäsiumfluß geregelt.

Der Sauerstoff wird durch ein Dosierventil aus einem Vorratsgefäß eingelassen. Der Totaldruck steigt bei der Zugabe des Sauerstoffs auf  $0.8 - 2 \cdot 10^{-9} mbar$  an.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>SAES–Getters S.p.A., Mailand

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>für Cäsiumchromat:  $2 \operatorname{Cs}_2 \operatorname{CrO}_4 + \operatorname{Zr} \longrightarrow 4 \operatorname{Cs} + \operatorname{Zr}(\operatorname{CrO}_4)_2$ 

#### 4.1. PRÄPARATION DER KATHODEN

Zunächst wird Cäsium auf die Kathode aufgebracht, die auf einem Potential von -100 V liegt und von einer monochromatischen Lichtquelle beleuchtet wird. Nach einer bestimmten Cäsium-Dosis setzt der Photostrom<sup>4</sup> ein. Man beobachtet einen kontinuierlichen Anstieg, bis der Maximalwert überschritten wird und der Strom wieder abfällt. Ist er auf etwa die Hälfte des Maximalwertes abgefallen, wird zusätzlich zum Cäsium Sauerstoff eingelassen, und der Photostrom durchläuft erneut ein Maximum. Hier wird sofort die Sauerstoffzufuhr unterbrochen, bis der Strom allein aufgrund der Cäsiumgabe den nächsten Maximalwert überschritten und dessen Halbwert erreicht hat. Auf diese Weise wird immer wieder zusätzlich Sauerstoff zum Cäsium gegeben, bis der Photostrom nicht weiter zu steigern ist.

Abbildung 4.2 zeigt, daß die Präparation so weit getrieben werden kann, daß der Photostrom letztlich wieder abnimmt:

Aufgetragen sind die jeweiligen Maxima der Einzelschritte. Nach etwa 100 Minuten ist das absolute Maximum (auf das normiert wurde) erreicht. Dann nimmt der Photostrom mit jedem Einzelschritt wieder ab. Diese Überpräparation wurde an einem Kristall der Firma Spire [SPI] mit einer deformierten  $100 \,\mu m$  GaAs–Schicht durchgeführt (Abschnitt 6.4.1).

Während der Präparation wird als Lichtquelle standardmäßig ein HeNe–Laser verwendet, mit dem man kontinuierlich die Quantenausbeute *Y* bestimmt. Er sichert bei allen untersuchten Halbleitern eine Anregung der Elektronen in das Leitungsband, da die Photonenenergie immer größer ist als die Gap-Energie.



Abbildung 4.2: Überpräparieren einer Photokathode

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Gemessen wird der Strom, der die Kathode verläßt.

### 4.2 Messung der Quantenausbeute

Die Quantenausbeute Y gibt die Anzahl  $N_e$  emittierter Elektronen pro Anzahl  $N_{\gamma}$  einfallender Photonen an:

$$Y = \frac{N_e}{N_{\gamma}} = \frac{hc}{e} \cdot \frac{I[pA]}{\lambda[nm] P[mW]}$$
(4.1)

wobei *I* der Photostrom,  $\lambda$  die Wellenlänge und *P* die Lichtleistung ist.

Bei der Präparation wird die Quantenausbeute mit einem HeNe–Laser bei 632.8 nm bestimmt. Die Lichtleistung wird immer direkt vor dem Eintritt durch das Fenster der Kristallkammer gemessen. Verluste, die hier durch Reflexion entstehen, werden bei der Berechnung der Quantenausbeute zu deren Ungunsten nicht berücksichtigt.

Um die Quantenausbeute (und die Spinpolarisation) in Abhängigkeit von der Wellenlänge messen zu können, wird eine Xenon-Hochdrucklampe mit anschließendem Monochromator verwendet. Die Wellenlängen können im Bereich von 550 nm bis 1000 nm mit einer Halbwertsbreite von 3 nm ausgewählt werden. Mit einem Abschneidefilter werden alle Wellenlängen unter 520 nm herausgefiltert, damit keine höheren Beugungsordnungen kleinerer Wellenlängen den Monochromator passieren. Auf der Kathode hat der Lichtfleck der Xenon-Hochdrucklampe eine Größe von  $1 \times 3 mm^2$ .



Abbildung 4.3: Spektralverlauf der Xenon-Hochdrucklampe; die Intensität wurde auf die bei HeNe (632.8 nm) normiert. Die Zahlen an den Peaks geben deren Position in nm an.

#### 4.2. MESSUNG DER QUANTENAUSBEUTE

Die Lichtleistung wird vor dem Eintrittsfenster der Kristallkammer mit einer geeichten Photodiode gemessen. Das Spektrum der Xenon-Hochdrucklampe zeigt Abbildung 4.3. Zur Bestimmung der Quantenausbeute Y muß jeweils nur noch der Photostrom bestimmt werden, der die Kathode verläßt. Dazu werden die Kathode auf Erdpotential, die Dispenser auf +100 V gelegt, so daß diese als Anode fungieren. Es wird nur der relative Verlauf der Quantenausbeute in Abhängigkeit von der Wellenlänge gemessen, denn die Lichtleistung auf dem Kristall ist unbekannt. Die Kurve ist jedoch durch den vorher bestimmten Absolutwert der Quantenausbeute bei 632.8 nm festgelegt.

Der Fehler in der Bestimmung der Quantenausbeute setzt sich aus den Fehlern der Wellenlängen- und Strommessung<sup>5</sup> zusammen. Der Monochromator ermöglicht eine Einstellung der Wellenlänge auf 3 nm genau, d.h. der größte relative Fehler bei der kleinsten aufgetragenen Wellenlänge von  $\lambda = 550 nm$  beträgt 0.55%. Der relative Fehler der Strommessung von 3% ist durch den Meßfehler des Ampèremeters<sup>6</sup> gegeben. Daraus ergibt sich der relative Fehler der Quantenausbeute Y zu  $\frac{\Delta Y}{V} = 0.043$ .

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Lichtleistungsmessung: Messung des Stroms der Photodiode

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>Herstellerangabe: Piko-Ampèremeter von KEITHLEY Instruments, Inc., Cleveland, Ohio

### 4.3 Eichung des Mott-Detektors

Das Problem der Polarisationsmessung durch Mottstreuung liegt in der Bestimmung der effektiven Shermanfunktion  $S_{eff}(\vartheta)$  des verwendeten Mott-Detektors, wodurch die Polarisation *P* bei gemessener Asymmetrie *A* festgelegt ist (Glg.3.1).

$$P = \frac{A_0}{S_{theo}(\vartheta)} = \frac{A_{exp}}{S_{eff}(\vartheta)}$$
(4.2)

Theoretische Berechnungen der Shermanfunktion  $S_{theo}(\vartheta)$  sind nur für die ideal elastische Einfachstreuung gültig.

In der Praxis wird an Targets endlicher Dicke gestreut, wodurch sowohl Mehrfachstreuungen als auch Energieverluste durch inelastische Streuung auftreten. Unter dem Winkel  $\vartheta_s$ , bei dem die theoretische Shermanfunktion  $S_{theo}(\vartheta)$  ein Maximum besitzt, in unserem Fall  $S_{theo}(\vartheta_s = 118^\circ, E = 38 \, keV) = 0.336$ , werden die Detektoren plaziert. Die darin registrierten Elektronen erzielen nach Mehrfachstreuung eine kleinere Asymmetrie, da sich die Einzelstreuwinkel von  $\vartheta_s$  unterscheiden und somit eine kleinere Shermanfunktion besitzen. Bei inelastischer Streuung liegt ebenfalls eine kleinere effektive Shermanfunktion vor. Deshalb muß die so gemessene Asymmetrie  $A_{exp}$ (<  $A_0$ ) mit einer durch den Detektoraufbau bestimmten effektiven Shermanfunktion  $S_{eff}(\vartheta)$  (<  $S_{theo}(\vartheta)$ ) kombiniert werden, um nach Gleichung 4.2 den korrekten Wert der Spinpolarisation P des Elektronenstrahls zu ermitteln.

Im Experiment kann man sich auf zwei Methoden dem idealen Fall der elastischen Einfachstreuung annähern:

- Extrapolation auf Foliendicke Null Mit sinkender Foliendicke nimmt die Wahrscheinlichkeit f
  ür inelastische Streuung und Mehrfachstreuung ab.
- Extrapolation auf Energieverlust Null Die Beschränkung des erlaubten Energieverlustes der Elektronen, die detektiert werden, führt zur rein elastischen Streuung.

In beiden Fällen wird die Asymmetrie einer konstanten Spinpolarisation eines Elektronenstrahles in Abhängigkeit des Parameters (Foliendicke bzw. Energieverlust) gemessen und anschließend eine Extrapolation auf den Wert Null durchgeführt.

Das an der Apparatur angebaute Mottpolarimeter ermöglicht keine Foliendickenextrapolation, da die für die Streuenergie großen Foliendicken von 75-250 nm dazu führen, daß bei dem größten einstellbaren Energieverlust die mittlere Eindringtiefe der Elektronen kleiner als die Foliendicke ist [Bel87].

Deshalb bleibt als Eichmethode nur die Extrapolation auf Energieverlust Null.

#### 4.3. EICHUNG DES MOTT-DETEKTORS

#### **Extrapolation auf Energieverlust Null**

Nach Gleichung 4.2 ergibt sich die effektive Shermanfunktion  $S_{eff}(\vartheta)$ , wenn man ausgehend von der theoretischen Shermanfunktion  $S_{theo}(\vartheta)$  die Asymmetrie für Energieverlust  $\Delta E = 0$  und Energieverlust  $\Delta E = 1500 \ eV - V^{ch} + V^{korr}$  bestimmt<sup>7</sup>.  $V^{ch}$  ist das Potential an den Eingangsblenden des Channeltrons,  $V^{korr}$  ein Korrekturpotential, das den Durchgriff des elektrischen Feldes der Channeltrons durch deren Blendenöffnung berücksichtigt. So wird mit Gleichung 4.2 die effektive Shermanfunktion berechnet:

$$S_{eff}(\vartheta) = S_{theo}(\vartheta) \cdot \frac{A_{exp}}{A_0}$$
(4.3)

Der maximal erlaubte Energieverlust  $\Delta E$  wird mit der an den Eingangsblenden des Channeltrons angelegten Gegenspannung  $U_{gegen} = \frac{1}{-e} V^{ch}$  variiert. Mit steigendem  $\Delta E$  wird eine zunehmde Anzahl Elektronen detektiert, die inelastischen Streuprozessen bzw. Mehrfachstreuungen unterlagen. Daher wird untersucht, wie die Asymmetrie  $A_{exp}$  von der Spannung  $U_{gegen}$  abhängt. Die mit P. DRESCHER und B. SAUER durchgeführte Messung ist in [Sau95] dokumentiert. Die Abhängigkeit der Zählrate von der Spannung  $U_{gegen}$  zeigt Abbildung 4.4.



Abbildung 4.4: Zählrate in Abhängigkeit der Spannung an den Blenden der Channeltroneingänge  $U_{gegen}$  [Sau95]

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>Bei der Polarisationsmessung liegt die Kathode auf -1500 V.

Man entnimmt dem Graphen, daß die für Energieverlust  $\Delta E = 0$  anzulegende Gegenspannung  $U_{gegen_1} = -1630 V$  bzw.  $U_{gegen_2} = -1650 V$  beträgt, wodurch das Korrekturpotential  $V_1^{korr} = 130 eV$  bzw.  $V_2^{korr} = 150 eV$  lautet. Der Unterschied der Potentiale von 20 eV findet seine Ursache in geometrischen Asymmetrien der Channeltrons und deren Eingangsblenden.

Der Untergrund für Spannungen kleiner als  $U_{gegen}$  entsteht durch Ionen. Sie werden durch Stöße der Elektronen mit dem Restgas gebildet. Da diese Ionen durch das Feld im Mott-Detektor in Richtung der Channeltrons beschleunigt werden, sorgen sie gerade bei kleinen Zählraten für eine starke Verfälschung der gemessenen Asymmetrie. Der Untergrund wird durch Anlegen hoher negativer Spannungen an den Channeltron-Eingangsblenden bestimmt, weil dann kein Elektron mehr das Gegenfeld durchlaufen kann.

Zur Eichung wurde ein DBR–Kristall (Abschnitt 6.4.2) mit einer uniaxial deformierten GaAs–Schicht eingesetzt. Die Goldfolie im Mott-Detektor hatte eine Dicke von 200 nm, die Streuenergie betrug 38 keV. Einzelheiten der Messung sind in [Sau95] beschrieben.

Die Daten der Energieverlustextrapolation zeigt Abbildung 4.5. Für die eingezeichnete Regressionsgerade wurden nur Meßwerte zu Energieverlusten unter 300 eV berücksichtigt. Der auf den Energieverlust Null extrapolierte Asymmetriewert ergab sich zu:

$$A_0 = 22.11 \%$$

Mit der theoretischen Shermanfunktion von  $S_{theo}(\vartheta) = 0.336$  folgt hieraus die Spinpolarisation der Elektronen (Glg.4.2):

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

Aus dem Asymmetriewert  $A_{exp}$  bei dem Energieverlust von 600 eV erhält man nach Gleichung 4.3 eine effektive Analysierstärke  $S_{eff}(\vartheta)$  des Mott-Detektors von:

$$S_{eff}(\vartheta) = 0.205 \pm 0.013$$

In dem angegebenen Fehler sind systematische Fehler nicht enthalten. Die gemessene Asymmetrie wird durch elastische Mehrfachstreuung verringert, die mit dieser Methode nicht separiert werden kann [GDK<sup>+</sup>92]. Aufgrund dessen und der Unsicherheit in der theoretischen Shermanfunktion kommt zum statistischen Fehler der effektiven Shermanfunktion ein unsymmetrischer systematischer relativer Fehler von etwa -5% +10%.



Abbildung 4.5: Asymmetrien in Abhängigkeit des zugelassenen Energieverlusts und Extrapolation auf  $\Delta E = 0$  [Sau95]

#### 4.3.1 Instrumentelle Asymmetrien

Theoretisch müßten sich die Zählraten der beiden Channeltrons gleichen, wenn ein unpolarisierter Elektronenstrahl in den Mott-Detektor eingeschossen wird. Im experimentellen Aufbau sind dagegen apparative Asymmetrien vorhanden. Diese werden durch geometrische Ungenauigkeiten in der Konstruktion, durch unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten der Channeltrons inklusive nachfolgender Elektronik oder einfach durch einen nicht ganz symmetrischen Einschuß des Elektronenstrahls in den Mott-Detektor hervorgerufen. Somit ist die im Experiment gemessene Asymmetrie durch die apparativen Asymmetrien mit einem Fehler behaftet, der sich korrigieren läßt, indem der Polarisationsvektor des Elektronenstrahls umgekehrt wird. Dies wird durch die Änderung von rechtszirkularem Licht ( $\sigma^+$ ) zu linkszirkularem Licht ( $\sigma^-$ ) erreicht. Der Betrag der Polarisation bleibt unverändert, wenn man von gleicher Zirkularpolarisation bei  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  –Licht ausgeht. Das Vorzeichen der durch Mottstreuung bedingten Asymmetrie kehrt sich dabei um, aber nicht das Vorzeichen Zählraten bei  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  –Licht, so ist die gemessene Asymmetrie  $A_{exp}$  in erster Näherung frei

von instrumentellen Asymmetrien [Bel87]:

$$A_{exp} = \frac{1-Q}{1+Q} \qquad \text{mit} \quad Q = \sqrt{\frac{N_L^+ N_R^-}{N_R^+ N_L^-}}$$
(4.4)

#### Statistischer Fehler der Asymmetrie

Gemessen werden die Zählraten Z und deren Untergrund U. Die untergrundkorrigierten Zählraten N erhält man aus N = Z - U. Der statistische Fehler einer Zählrate Zist gegeben als:

$$\sigma_Z = \sqrt{Z}$$

Damit ergibt sich der Fehler von N zu:

$$\sigma_N = \sqrt{Z + U}$$

Nun gilt für die Asymmetrie (Glg.4.4):

$$A = \frac{1-Q}{1+Q} \qquad \text{mit} \quad Q = \sqrt{\frac{N_L^+ \, N_R^-}{N_R^+ \, N_L^-}}$$

und deren statistischen Fehler:

$$\sigma_A = \left| \frac{\partial A}{\partial Q} \right| \cdot \sigma_Q = \frac{2}{(1+Q)^2} \cdot \sigma_Q$$

mit:

$$\sigma_Q = \sqrt{\left(\frac{\partial Q}{\partial N_L^+} \sigma_{N_L^+}\right)^2 + \left(\frac{\partial Q}{\partial N_R^-} \sigma_{N_R^-}\right)^2 + \left(\frac{\partial Q}{\partial N_R^+} \sigma_{N_R^+}\right)^2 + \left(\frac{\partial Q}{\partial N_L^-} \sigma_{N_L^-}\right)^2}$$
$$= \frac{Q}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_L^+}}{N_L^+}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_R^-}}{N_R^-}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_R^+}}{N_R^+}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_L^-}}{N_L^-}\right)^2}$$

woraus folgt:

$$\sigma_A = \frac{Q}{(1+Q)^2} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_L^+}}{N_L^+}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_R^-}}{N_R^-}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_R^+}}{N_R^+}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_L^-}}{N_L^-}\right)^2}$$

Hat man nun die verschiedenen Zählraten N = Z - U gemessen, so kennt man deren relative Fehler  $\frac{\sigma_N}{N}$  und Q und kann daraus den statistischen Fehler  $\sigma_A$  der Asymmetrie berechnen.

#### 4.4 Messung der Spinpolarisation

Der Spinpolarisation der emittierten Elektronen gilt das Hauptaugenmerk dieser Arbeit. In den Abschnitten 2.8, 3.6 und 4.3 wurden die theoretischen Grundlagen und apparativen Komponenten zur Messung der Spinpolarisation mittels Mottstreuung beschrieben.

Zur Messung der Spinpolarisation wird ebenfalls die Xenon-Hochdrucklampe mit anschließendem Monochromator verwendet. Das direkt hinter dem Ausgangsspalt plazierte Glan-Thomson-Prisma liefert linear polarisiertes Licht. Der nachfolgende Soleil-Babinet-Kompensator dient als wellenlängenabstimmbares  $\frac{\lambda}{4}$ -Blättchen, welches zirkular polarisiertes Licht erzeugt. Hier werden zwei Keile aus Quarzglas übereinander geschoben, bis die Dicke den Anforderungen eines  $\frac{\lambda}{4}$ -Blättchens entspricht. Der Anteil der Zirkularpolarisation (ZP) liegt über 99%. Sie ist durch die minimale und maximale Intensität des Lichtes bestimmt, das einen hinter dem  $\frac{\lambda}{4}$ -Blättchen aufgestellten Linear-Polarisator passiert:

$$\mathsf{ZP} = 2 \cdot \frac{\sqrt{I_{\min}I_{\max}}}{I_{\min} + I_{\max}}$$

Das um 90° um die Strahlachse drehbare Soleil-Babinet ändert die Helizität der einfallenden Photonen.

Der Spin der emittierten Elektronen wird durch den 90°–Umlenker der Elektronenoptik transversal und somit im Mott-Detektor meßbar. Die dort gemessene Asymmetrie  $A_{exp}$  wird mittels der effektiven Shermanfunktion in die Polarisation P des Elektronenstrahles umgerechnet. Soweit es die Quantenausbeute bei der gegebenen Wellenlänge erlaubt, wird so lange gemessen, bis der absolute statistische Fehler unter 1.5% liegt. Basis ist immer eine Reihe von fünf Meßschritten (Untergrund,  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$ ,  $\sigma^-$ ,  $\sigma^+$ ) mit je einer Minute Meßdauer. Bei Bedarf schließen sich weitere Messungen mit alternierender Zirkularpolarisation an. Die Zählraten der Einzelmessungen werden vom Computer angezeigt und vom Experimentator kontrolliert, um Fehler sofort zu identifizieren und die Messung zu wiederholen. In der Praxis hat sich gezeigt, daß es sinnvoll ist, das Polarisationsspektrum von der größtmöglichen zu kleineren Wellenlängen hin zu messen, da die Quantenausbeute der Kristalle mit der Zeit abnimmt. So sind zu Beginn der Messung noch Polarisationswerte bestimmbar, die gegen Ende nicht mehr zugänglich wären.

Um eine Aussage über die Qualität der Kristalle machen zu können, wurde die Güte Q eingeführt. Sie berechnet sich aus der Polarisation P und der Quantenausbeute Y zu  $Q = P^2 Y$ . Heute ist zur Beurteilung der Qualität eines Kristalls eigentlich nur noch die Spinpolarisation notwendig. Bei einem späteren Einsatz der Kristalle als Kathoden in der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen kann eine kleine Quantenausbeute durch eine hohe Laserleistung kompensiert und so die von den Experimentatoren geforderte Stromstärke geliefert werden.

### 4.5 Graphische Darstellung der Meßergebnisse

In Abbildung 4.6 ist je ein Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute einer bestimmten Kathode zu sehen. Diese Darstellung wird für alle folgenden Polarisationsund Quantenausbeutespektren verwendet werden, unabhängig von dem speziellen Bereich, in dem Daten für den bestimmten Kristall gemessen wurden. So zeigt sich auf den ersten Blick, wie z.B. Polarisationsmaxima der verschiedenen Halbleitertypen zueinander liegen, ohne daß zuerst die Skala der einzelnen Graphen studiert werden muß.

Auf der unteren Abszisse sind die Photonen-Energien  $h\nu$  des eingestrahlten Lichtes von  $1.3 \ eV$  bis  $2.3 \ eV$  aufgetragen, auf der oberen die entsprechenden Wellenlängen  $\lambda$  von  $953 \ nm$  bis  $539 \ nm$ . Die entsprechenden Fehlerbalken sind kleiner als die Breite der Symbole, weshalb sie nicht explizit dargestellt werden.



Abbildung 4.6: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1233; bei der Wellenlänge  $\lambda = 830 nm$  ist  $P_{max} = (71.9 \pm 0.9)\%$  und  $Y = 1.75 \cdot 10^{-3}$ 

Die linke Ordinate bietet die Skala für die Polarisationswerte, die mit runden Symbolen ( $\ominus \odot \otimes$ ) eingetragen sind. Die dazugehörenden Fehlerbalken kennzeichnen nur den absoluten statistischen Fehler der Polarisationswerte, der im allgemeinen bei  $\pm 1\%$  liegt.

Die rechte Ordinate zeigt den Zehnerlogarithmus der Quantenausbeute *Y*; die entsprechenden Werte sind mit eckigen Symbolen ( $\Box \diamond \Delta$ ) aufgetragen. Die Apparatur ermöglicht die Messung der Quantenausbeute hinab zu einigen  $10^{-7}$ . Der Meßfehler (Abschnitt 4.2) in der logarithmischen Darstellung beträgt 0.02. Die Höhe der Symbole der Quantenausbeute entspricht einem Fehler von 0.12. Die zwei gestrichelten vertikalen Linien kennzeichnen die theoretischen Werte für die Gap-Energie  $E_g^{def}$  und für  $E_g^{def} + \delta E$ . Nimmt man an, daß das Polarisationsmaximum bei der Gap-Energie liegt, so zeigt das Experiment teilweise deutliche Abweichungen zu den theoretischen Werten.

In der Regel wurden zu einem Kristall mindestens drei Spektren der Polarisation und Quantenausbeute aufgenommen, damit nicht ein "Ausreißer" bei der Auswertung das Gesamtergebnis verfälscht. Ein Überblick über die Meßergebnisse findet sich in Anhang B. Mit der dort aufgeführten Tabelle B.2 (S.117) läßt sich feststellen, welche Messungen des jeweiligen Kristalls in dem Graphen gezeigt werden und in welchem Zusammenhang diese zu den restlichen Messungen an dieser Kathode stehen.

## **Kapitel 5**

# Kristalle

## 5.1 Herstellung uniaxial deformierter Kristalle

Wie in Kapitel 2 gezeigt, sind bei der Photoelektronenemission aus Kristallen mit Zinkblendestruktur und direktem Energiegap die Spinpolarisationsgrade aufgrund der Entartung der Valenzbänder im  $\Gamma$ -Punkt auf 50% begrenzt. Deformiert man einen solchen Kristall durch Dehnung entlang einer Achse, so kann theoretisch eine Spinpolarisation im Leitungsband bis zu 100% erreicht werden.

Wie wird in der Praxis eine solche uniaxiale Deformation erzeugt?

#### 5.1.1 Das Herstellungsprinzip

Man kann die Dehnung des Kristalls dadurch erreichen, daß man ihn durch äußere mechanische Einwirkung entlang einer Achse streckt. Es sind jedoch erhebliche mechanische Spannungen notwendig, um eine nennenswerte Aufspaltung des obersten Valenzbandzustandes zu erreichen. So erzeugt z.B. im Falle von GaAs eine Spannung von  $1 \, kbar$  eine Aufspaltung von etwa  $6 \, meV$  [MZ84, Zor82]. Bei den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Kristallen wird die uniaxiale Deformation auf eine elegantere Art erzeugt:

Durch ein epitaktisches Verfahren läßt man auf ein Kristallsubstrat eine dünne Kristallschicht<sup>1</sup> aufwachsen, deren Gitterkonstante a um etwa 1% größer ist als die Gitterkonstante  $a_s$  des Substrats (Gleichung 2.3):

$$\Delta a := \frac{a - a_s}{a} \approx 1\%$$

Ist die Dicke der Kristallschicht kleiner als 400 nm, so paßt sich die Gitterkonstante der Schicht der Gitterkonstanten des Substrats in Netzebenen parallel zur Grenzfläche zwischen Substrat und Schicht an. Senkrecht zu dieser Grenzfläche wächst die Gitterkonstante auf  $a_{\perp}$ . Man erzeugt somit die uniaxiale Deformation indirekt durch eine biaxiale Spannung. Abbildung 5.1 veranschaulicht diesen Vorgang.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Substrat und dünne Schicht kristallisieren in Zinkblendestruktur



Abbildung 5.1: Herstellung uniaxial deformierter Kristalle:
a) zwei Kristallgitter mit unterschiedlicher Gitterkonstante as < a.</li>
b) Das Material mit der größeren Gitterkonstante wird durch ein epitaktisches Verfahren auf das Substrat aufgebracht.

Mit einem lattice mismatch  $\Delta a$  von knapp 1% wird beispielsweise für GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub> auf GaAs<sub>0.7</sub>P<sub>0.3</sub> eine Aufspaltung des obersten Valenzbandzustandes von etwa  $58 \ meV$  erzielt.

Der lattice mismatch  $\Delta a$  ist mit  $a_{\perp}$  verknüpft über [Plü94] ( $c_{1x}$  s. S.16):

$$\Delta a = \frac{a_{\perp} - a}{a_{\perp}} \cdot \frac{c_{11}}{2c_{12}} \tag{5.1}$$

Für eine experimentelle Bestimmung von  $\Delta a$  ermittelt man  $a_{\perp}$  durch Bragg-Reflexion von Röntgenstrahlung und errechnet hieraus nach Gleichung (5.1) die gesuchte Größe.

Die Mehrzahl der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Kristallschichten wurden mit "metalorganic chemical vapour deposition" (MOCVD), andere mit "liquid phase epitaxy" (LPE) hergestellt.

#### 5.1.2 Metalorganic Chemical Vapour Deposition

Bei Zimmertemperatur gibt es gasförmige organische Verbindungen mit Elementen der 3. und 5. Hauptgruppe, aus denen eine Kristallschicht aufgebaut werden kann. Solche Verbindungen sind beispielsweise:

#### 5.1. HERSTELLUNG DER KRISTALLE

$$(C_2H_5)_3$$
 In  $(CH_3)_3$  Ga AsH<sub>3</sub> P(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>

Läßt man diese Gase in einem bestimmten Mischungsverhältnis über ein Substrat strömen, das auf eine geeignete Temperatur aufgeheizt ist, so reagieren die Verbindungen miteinander. Hierbei verbinden sich die Elemente, aus denen die Kristallschicht bestehen soll, und lagern sich auf dem Substrat ab. Die organischen Reste reagieren zu einer gasförmigen oder leicht flüchtigen Verbindung.

Will man eine GaAsP–Schicht erzeugen, so wird man die Gase  $P(CH_3)_3$ , AsH<sub>3</sub> und  $(CH_3)_3$  Ga verwenden, die z.B. folgendermaßen miteinander reagieren:

20 (CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub> Ga + 19 AsH<sub>3</sub> + P(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub> 
$$\rightarrow$$
 20 GaAs<sub>0.95</sub> P<sub>0.05</sub> + organ. Rest

Allerdings entsprechen die Anteile der Phosphor-, Arsen- und Gallium-Atome in dem Gasgemisch in der Regel nicht dem stöchiometrischen Verhältnis in der erzeugten Kristallschicht.

Eine Dotierung ist durch gasförmige organische Verbindungen von Elementen möglich, die zur Dotierung von Halbleitern verwendet werden, z.B. (CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub> Mg.

#### 5.1.3 Liquid Phase Epitaxy

Das Verfahren wird für die Herstellung einer epitaktischen Schicht beschrieben, die aus nur zwei Elementen besteht. Als Beispiel dient das Aufbringen einer GaAs– Schicht auf ein GaAs–Substrat.

In einem ersten Schritt wird Arsen in einer Gallium-Schmelze gelöst. Die Arsen-Konzentration in der Lösung beschreibt man durch den Anteil der Arsen-Atome  $X_{As}$ an der Gesamtzahl der Atome der Lösung. Bringt man dann das GaAs-Substrat und die Lösung zusammen, so gibt es zu jeder Arsen-Konzentration  $X_{As}$  eine Temperatur T, bei der Substrat und Lösung miteinander im Gleichgewicht stehen. Qualitativer Zusammenhang: Die Gleichgewichtstemperatur T nimmt mit wachsendem  $X_{As}$  zu.

Berührt nun die Lösung mit der Konzentration  $X_{As}^{(1)}$  das Substrat bei der Gleichgewichtstemperatur  $T(X_{As}^{(1)})$ , so sinkt die Temperatur auf  $T(X_{As}^{(2)})$  ab, und ein Gleichgewicht wird sich erst wieder eingestellt haben, wenn die Arsen-Konzentration auf  $X_{As}^{(2)}$ gesunken ist. Diese Absenkung wird durch das Abscheiden von Arsen- und Gallium-Atomen aus der Lösung zum Aufbau einer GaAs–Schicht auf dem Substrat erreicht.

Analog wird auf einem Substrat eine Kristallschicht erzeugt, die aus mehr als zwei Elementen besteht. Eine Dotierung der Kristallschicht erfolgt durch die Beigabe des entsprechenden Elements zur Lösung.

## **5.2 GaAs**<sub>1-y</sub> $\mathbf{P}_y$

Ziel dieser Arbeit ist es, die Kathoden für die Quelle polarisierter Elektronen an MAMI weiterzuentwickeln, so daß der emittierte Elektronenstrahl eine möglichst hohe Spinpolarisation aufweist. Hierzu wurde eine Vielzahl verschiedener III-V–Halbleitertypen verschiedener Zusammensetzung (GaAs, GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>, In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>) getestet. Die Tabellen in Anhang A liefern eine Übersicht. Alle eingetragenen Daten entsprechen Herstellerangaben.

Für InGaAsP–Halbleiter ergaben sich bisher Spinpolarisationen von weniger als 65% [Sch95]. Wie sich schon in der Dissertation von S. PLÜTZER [Plü94] andeutet, ist die Verwendung von uniaxial deformierten GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>–Schichten für Polarisationen von über 70% am aussichtsreichsten. So waren auch die im Vorfeld dieser Arbeit betrachteten Kathoden X-1111 und X-956-1, beide deformierte dünne GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub>– Schichten, die einzigen, die eine Spinpolarisation von über 66% erreichten. Deshalb lag als Schwerpunkt dieser Arbeit nahe, ausgehend von diesem Halbleitertyp durch Variation verschiedener Parameter die Eigenschaften bezüglich der Spinpolarisation und Quantenausbeute so zu verbessern, daß sich die Kristalle als Kathode in der Quelle polarisierter Elektronen am MAMI einsetzen lassen.

Bei der Kathode X-1111 besteht der Epilayer aus einer 150 nm dünnen Schicht GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub>, die auf einem GaAs<sub>0.7</sub>P<sub>0.3</sub>–Bufferlayer aufgebracht ist (Abb.5.2).



Abbildung 5.2: Struktur von SPB X-1111

Die Magnesium-Dotierung beträgt  $10^{19} \, cm^{-3}$  innerhalb der obersten  $10 \, nm$ , und nimmt

#### 5.2. GAASP

innerhalb der darunterliegenden 60 nm dicken Zone auf  $7 \cdot 10^{17} cm^{-3}$  ab. Alle darunterliegenden Bereiche sind gleichmäßig in dieser Weise dotiert. Eine möglichst hohe Dotierung an der Oberfläche unterstützt die Ausbildung der Bandbiegung. Im Halbleiterinneren muß wegen der Elektron-Loch-Streuung (2.5.1) die Dotierung niedriger gewählt werden.

Die unter dem Bufferlayer liegende Multischichtstruktur (SL 10 pairs) besteht aus zehn Schichtpaaren GaAs<sub>0.55</sub>P<sub>0.45</sub>/GaAs<sub>0.85</sub>P<sub>0.15</sub>. Diese besitzen eine Gitterfehlanpassung von etwa 1.1%. Sie verhindern, daß Gitterfehlstellen aus dem Substrat bis zur Grenzschicht zwischen Buffer und Epilayer gelangen und dort den Strain verringern. Diese Relaxation der Deformation tritt häufig nach Ausheizen der Proben auf, weil die Beweglichkeit der Gitterfehlstellen bei steigender Temperatur stark zunimmt. An der Grenzschicht verursachen diese durch Versetzungen eine partielle Aufhebung der Gitterfehlanpassung, wodurch der Strain relaxiert. Die Fehlstellen bleiben in der Grenzschicht, da ein weniger stark deformiertes Gitter einen Zustand niedrigerer potentieller Energie einnimmt. Dieser Effekt wird oft zum Ausheilen von Gitterfehlern (annealing) nach Kathodenzerstäubung genutzt. Hier werden durch die Multischichten Gitterfehlstellen an deren Grenzschichten eingefangen, damit die Deformationsgrenzschicht am Epilayer unversehrt bleibt [MYS<sup>+</sup>95].

Unter den Multischichten wird durch drei Schichten  $GaAs_{1-y}P_y$  mit sinkendem Phosphoranteil y die Gitterkonstante dem GaAs–Substrat angepaßt.

Der Epilayer behält seinen Strain in der gewollten Form nur bei, wenn seine Dicke nicht über 400 nm hinausgeht. Daher haben uniaxial deformierte Kristalle im Vergleich zu dicken Materialien (bulk material) kleinere Quantenausbeuten, denn die Absorptionslänge des eingestrahlten Lichtes liegt bei einigen  $\mu m$ . Der Bufferlayer hat eine größere Gap-Energie. Deshalb wird das durch den Epilayer transmittierte Licht dort nicht absorbiert, wenn die Energie  $h\nu$  des eingestrahlten Lichtes im Bereich der Gap-Energie des Epilayers liegt. Nur bei deutlich größeren Photonenenergien werden auch die Elektronen aus dem Buffer emittiert. Dies führt bei dem Quantenausbeutespektrum zu einem zusätzlichen Anstieg im Bereich der Gap-Energie des Bufferlayers.

#### 5.2.1 Variationen des X-1111

Ausgehend von der Struktur des Types X-1111 (Abb.5.2) sollen durch Variation jeweils nur eines Parameters die Eigenschaften bezüglich der Spinpolarisation und Quantenausbeute verbessert werden.

- Die Dicke der emittierenden Schicht hat Einfluß auf die Zeit, in der depolarisierende Prozesse stattfinden.
- Der Strain der Schicht legt die Aufspaltung des obersten Valenzbandzustandes fest.
- Die Dotierung hat einen Einfluß auf die Bandbiegung und somit auf die NEA, was sich in der Quantenausbeute niederschlägt.

Für GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>–Verbindungen ist in Abbildung 5.3 die Gap-Energie (Abszisse) gegen den Phosphorgehalt (Ordinate) aufgetragen. Die vertauschte Auftragung wurde gewählt, um in der Graphik zu veranschaulichen, in welche Richtung sich das Maximum in den Polarisationsspektren verschiebt. Als obere Abszisse sind die den Energien entsprechenden Wellenlängen aufgetragen.



Abbildung 5.3: Das  $GaAs_{1-y}P_y$ -System: Die durchgehende Kurve verbindet die Werte der Gap-Energien undeformierter (unstrained) Schichten in Abhängigkeit vom Phosphorgehalt, die gestrichelte Linie die Werte von deformiertem (strained)  $GaA_{\vartheta,95}P_{0.05}$  auf einer  $GaAs_{1-y}P_y$ -Schicht.

Bei GaAs<sub>0.52</sub>P<sub>0.48</sub> findet der Übergang vom direkten zum indirekten Halbleiter statt. Weitere Daten finden sich in Tabelle 5.1. Hier sind für einige nicht deformierte Halbleiter des Typs GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub> außer der Gap-Energie  $E_g$  und der Spin-Bahn-Aufspaltung  $\Delta$  noch die Variablen aufgelistet, die nach den Formeln in Abschnitt 2.6.1 die Werte für die deformierten Halbleiter liefern.

Den Strain des Epilayers kann man variieren, indem man den Phosphorgehalt leicht ändert und somit die Gitterfehlanpassung variiert. Mit steigendem Phosphorgehalt wächst auch die Gap-Energie, so daß eine zusätzliche Drift des Polarisationsmaximums einsetzt. Das ist ein Nachteil, wenn an der Quelle spinpolarisierter Elektronen eine Laserdiode mit fester Wellenlänge zum optischen Pumpen eingesetzt wird. Folglich ist es günstiger, den Phosphorgehalt des Epilayers konstant zu halten und den des Bufferlayers zu erhöhen, um einen wachsenden lattice mismatch  $\Delta a$  zu erhalten. So verursacht ausschließlich die uniaxiale Deformation eine energetische Verschiebung des Maximums der Spinpolarisation. Dies ist für den Fall einer GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub>–Schicht ebenfalls in Abbildung 5.3 aufgetragen. Der Einfluß auf die Gap-Energie einer deformierten Schicht ist bei einer Variation des Phosphorgehalts im Bufferlayer deutlich

У	$E_{g}$ [eV]	$\Delta$ [eV]	a <sub>lat</sub> [pm]	A [eV]	B [eV]	<b>c</b> <sub>11</sub>	$c_{12}$
0	1.423	0.340	565.809	-7.170	-1.70	1.180	0.540
0.05	1.483	0.327	564.798	-7.169	-1.69	1.192	0.544
0.10	1.543	0.314	563.787	-7.167	-1.68	1.203	0.548
0.15	1.605	0.301	562.776	-7.166	-1.67	1.215	0.552
0.20	1.667	0.288	561.765	-7.164	-1.66	1.226	0.556
0.25	1.731	0.275	560.754	-7.163	-1.65	1.238	0.560
0.30	1.795	0.262	559.743	-7.161	-1.64	1.249	0.564
0.35	1.861	0.249	558.732	-7.160	-1.63	1.261	0.568
0.40	1.927	0.236	557.721	-7.158	-1.62	1.272	0.572
0.45	1.995	0.223	556.711	-7.157	-1.61	1.284	0.576
0.48	2.036	0.215	556.104	-7.156	-1.60	1.290	0.578

Tabelle 5.1: GaAs $_{1-y}$ P $_y$ , Werte nach [GMS92]

kleiner als bei der Änderung der Zusammensetzung im Epilayer. Tabelle 5.2 zeigt, wie sich für eine dünne GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub>–Schicht auf GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub> mit variablen y die Gap-Energie  $E_g^{def}$ , die Spin-Bahn-Aufspaltung  $\Delta^{def}$  und die Aufspaltung  $\delta E$  des obersten Valenzbandes verhält. Zur Berechnung dieser Werte war der lattice mismatch  $\Delta a$  erforderlich.

У	$E_{g}^{def}$ [eV]	$\Delta^{def}$ [eV]	$\delta E$ [meV]	∆a [%]
0.05	1.4828	—	-	_
0.20	1.5072	0.30536	34.72	0.537
0.25	1.5154	0.29815	46.30	0.716
0.30	1.5236	0.29094	57.87	0.895
0.35	1.5317	0.28373	69.45	1.074
0.40	1.5399	0.27651	81.02	1.253
0.45	1.5480	0.26930	92.59	1.432

Tabelle 5.2: GaAs<sub>0.95</sub>  $P_{0.05}$  auf GaAs<sub>1-y</sub>  $P_y$ , Werte nach [GMS92]

Die Änderung der Spinpolarisation mit variabler Schichtdicke läßt sich nicht aufgrund von theoretischen Überlegungen berechnen. Frühere Untersuchungen an undeformierten Halbleitern haben gezeigt, daß bei abnehmender Schichtdicke des Epilayers die Spinpolarisation zunimmt [Plü94, NAH<sup>+</sup>92, MPG<sup>+</sup>89]. Dieses Verhalten ist durch Verringerung von Spinrelaxationsprozessen in dünnen Schichten zu erklären (Abschnitt 2.5). Hinzu kommt, daß mit zunehmender Schichtdicke der Strain durch Versetzungen im Gittergerüst relaxiert. Eine Auswirkung der Epilayer-Dicke auf die Quantenausbeute ist noch nicht beobachtet worden, da die natürlichen Schwankungen aufgrund des wechselnden Zustandes der Oberfläche bei jeder Präparation relativ groß sind und kleinere Effekte verdecken. Die Dotierung schließlich sollte Einfluß auf die Quantenausbeute ausüben. Je stärker die Bandbiegungszone ausgeprägt ist, desto größer wird die NEA. Somit sollte auch der Photostrom bei gegebener Lichtleistung anwachsen. Allerdings erwartet man bei zu hoher Dotierung, daß sich das Fermi-Niveau so stark absenkt, daß am  $\Gamma$ -Punkt die obersten Valenzbandzustände geleert werden [Yas97]. Dies führt wiederum zu einer Unterbesetzung des Zustandes, der bei Anregung an der Bandkante die höchste Polarisation liefert. Somit wird bei zu hoher Dotierung das Polarisationsspektrum einen Verlauf haben, der unterhalb des idealen Verlaufes liegt.

## 5.3 Abweichungen vom "idealen" Kristall

Bedingt durch das Herstellungsverfahren kann die Zusammensetzung der Kristallschicht und damit die Gap-Energie über die Oberfläche variieren. Eine Veränderung des Phosphorgehalts *y* in GaAs<sub>1-*y*</sub>P<sub>*y*</sub> (*y* < 0.48) um 0.01 führt zu einer Veränderung der Gap-Energie von mehr als 0.01 *eV*. Ist die Gap-Energie des Kristalls innerhalb der ausgeleuchteten Fläche nicht konstant, werden von verschiedenen Orten auf der Kristalloberfläche Elektronen mit unterschiedlichen Polarisationsgraden emittiert. Zusätzlich ist die Quantenausbeute an Orten mit geringem Polarisationsgrad der emittierten Elektronen größer, da hier die Energiedifferenz zwischen der lokalen Gap-Energie und der Photonen-Energie größer ist als an Orten mit der lokalen Quantenausbeute gewichteten Mittelwert über alle lokalen Polarisationsgrade gegeben ist. Dieser gemessene Polarisationsgrad ist kleiner als das Maximum aller lokalen Polarisationsgrade. Am deutlichsten wird dieser Effekt beobachtet, wenn Polarisation und Quantenausbeute stark mit der Photonen-Energie variieren, das heißt im Bereich des Polarisationsmaximums.

Verkleinert man die Photonen-Energie, so kann die Photoemission aus Bereichen mit relativ großer lokaler Gap-Energie ausgeschlossen werden, und die zu messende Polarisation müßte auf den theoretisch zu erwartenden Wert ansteigen. Weil dann aber die mittlere Quantenausbeute stark abnimmt, ist möglicherweise die Messung wegen eines zu geringen Photostromes nicht mehr durchführbar.

Durch Auftreten von Gitterfehlstellen kann im Grenzbereich zwischen Kristallschicht und Substrat die mechanische Spannung in der Schicht reduziert werden. Eine Relaxation der mechanischen Spannung führt zu einer Verkleinerung der Aufspaltung  $\delta E$ , was nach [MGM<sup>+</sup>93] die maximal erreichbare Polarisation reduziert. Findet eine solche Relaxation lokal statt, verringert sich auch die Gap-Energie, und die oben beschriebenen Effekte treten zusätzlich auf. Ist die emittierende Schicht dicker als 300 nm, relaxiert die Deformation durch Versetzungen im Kristallgitter. Je dünner der Epilayer desto besser ist die Deformation erhalten.

Der Strain kann durch Gitterfehlstellen entlang zwei orthogonal stehender Richtungen in der Grenzflächenebene asymmetrisch partiell relaxieren, was zu einer Anisotropie in der Quantenausbeute führt. Dieser Vorgang wird durch das Mischen der durch die

#### 5.3. ABWEICHUNGEN VOM IDEALEN KRISTALL

uniaxiale Deformation aufgespaltenen Zustände des Valenzbandes verursacht. Sobald das eingestrahlte Licht einen linearen Anteil enthält, wird mehr als nur ein Zustand angeregt, wobei die Übergangswahrscheinlichkeiten abhängig sind von der Lage der Linearpolarisation relativ zu einer Bezugsachse in der Grenzflächenebene. Diese Anisotropie der Quantenausbeute ist qualitativ in ähnlicher Weise wellenlängenabhängig wie die Spinpolarisation [MGM+96]. Wenn also die Zirkularpolarisation des eingestrahlten Lichtes kleiner ist als exakt 100%, führt diese Quantenausbeute-Anisotropie zu einer spinabhängigen Intensitätsschwankung des Photostromes. Bei einer quantenausbeuteabhängigen Spinpolarisation ist damit eine zusätzliche Fehlerquelle gegeben.

Bei manchen Halbleiterkathoden kann die Quantenausbeute lichtleistungsabhängig sein, d.h. bei doppelter Leistung des eingestrahlten Lichtes ist der Photostrom weniger als doppelt so hoch. Daraus resultiert bei einer quantenausbeuteabhängigen Spinpolarisation ein Fehler in sowohl der Quantenausbeute- als auch der Polarisationsmessung.

Die Lichtleistungsabhängigkeit führt aber auch zu einem Fehler bei der Bestimmung der Quantenausbeute *Y* bei der Wellenlänge des HeNe–Lasers. Da hier im Vergleich zur Xenon-Hochdrucklampe die Lichtleistung groß ist, wird evtl. eine zu kleine Quantenausbeute gemessen, und das ganze Quantenausbeutespektrum liegt zu niedrig.

Durch die Dotierung und bei der Herstellung der Kristalle an sich entstehen im Halbleitermaterial Störstellen, die Energieniveaus im Bereich zwischen Valenz- und Leitungsband erzeugen. Das heißt, daß auch bei einer eingestrahlten Photonenenergie  $h\nu < E_g$  Elektronen emittiert werden, die in der Regel unpolarisiert sind. Im Spektrum zeigt sich zu größeren Wellenlängen hin eine weniger steile Abnahme der Quantenausbeute und gleichzeitig eine deutlich unter 50% liegende Spinpolarisation. Im Bereich des Polarisationsmaximums tragen die Elektronen aus den Störstellenniveaus ebenfalls zu einer Verkleinerung der gemessenen Spinpolarisation bei.

## **Kapitel 6**

# **Messungen und Auswertung**

In diesem Kapitel werden alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten relevanten Messungen an III-V–Halbleitern vorgestellt.

Soweit nicht anders erwähnt, wurden alle verwendeten  $GaAs_{1-y}P_y$ -Photokathoden im loffé-Institut für Halbleiterphysik, St. Petersburg [SPB] mit dem MOCVD-Verfahren hergestellt.

## 6.1 GaAs<sub>0.95</sub> $P_{0.05}$ auf GaAs<sub>0.7</sub> $P_{0.3}$

#### 6.1.1 X-1111

Die Kathode X-1111 hat den in Abbildung 5.2 beschriebenen Aufbau. Der Epilayer ist eine 150 nm dicke GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub>–Schicht. Abbildung 6.1 zeigt die Messung nach dem zweiten Ausheizen bei  $600^{\circ}C$ .

Das Polarisationsmaximum mit  $P = (68 \pm 1)\%$  liegt bei 835 nm, also bei einer Energie von 1.485 eV. Die Gap-Energie sollte bei  $E_g^{def} = 1.52 eV$  liegen. Nach den Ausführungen in Abschnitt 2.6 erwartet man das Maximum der Spinpolarisation bei der Gap-Energie  $E_g^{def}$ . Die Ursache für diese Abweichung könnte darin liegen, daß der Phosphorgehalt sowohl im Epi- als auch im Bufferlayer kleiner ist als angegeben, wodurch sich alle berechneten Energien zu kleineren Werten hin verschieben. Ein sehr kleiner Strain des Epilayers ist aufgrund der maximalen Spinpolarisation und des Verlaufs des Polarisationsspektrums auszuschließen.

Die Quantenausbeute im Polarisationsmaximum liegt im Bereich von  $10^{-3}$ .



Abbildung 6.1: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1111; bei der Wellenlänge  $\lambda = 835 nm$  ist  $P_{max} = (68.3 \pm 0.9)\%$  und  $Y = 1.65 \cdot 10^{-3}$ 



Abbildung 6.2: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-956; bei der Wellenlänge  $\lambda = 815 nm$  ist  $P_{max} = (70.2 \pm 1.0)\%$  und  $Y = 1.96 \cdot 10^{-3}$ 

Ein Vorgänger des X-1111 war der Kristall X-956 mit vereinfachtem Aufbau (Abb.6.3). Die 140 nm GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub>–Schicht wurde auf einem GaAs<sub>0.68</sub>P<sub>0.32</sub>–Buffer aufgebracht. Es sind nur noch wenige Übergangsschichten zum Substrat vorhanden, die stabilisierenden Multilayerschichten fehlen hier.

Die Kathode wurde bereits dreimal mit  $550^{\circ}C$  und zweimal mit  $580^{\circ}C$  ausgeheizt, als die in Abbildung 6.2 gezeigten Spektren entstanden. Das Polarisationsmaximum mit  $P = (70 \pm 1)\%$  liegt bei 815 nm, also (im Rahmen der Meßfehler) bei der theoretisch erwarteten Gap-Energie von 1.526 eV. Die Aufspaltung  $\delta E$  liegt bei 62.5 meV [GMS92]. Hier liegt der Polarisationsgrad auch etwa bei 35%, allerdings hat die negative Steigung wieder einen deutlich kleineren Wert als an der steilen Flanke.



Abbildung 6.3: Struktur von SPB X-956

#### 6.1.2 X-1380

Der Kristall X-1380 hat ebenso wie der X-1233 (Abb.4.6) dieselbe Struktur wie der X-1111 (Abb.5.2). Deshalb haben alle drei Proben ihr Polarisationsmaximum bei etwa der gleichen Wellenlänge (Tab.B.1). Abbildung 6.4 zeigt das Maximum der Polarisation mit  $P = (76 \pm 1)\%$  bei  $1.485 \ eV$  ( $835 \ nm$ ), was der höchsten an dieser Apparatur gemessenen Spinpolarisation entspricht.



Abbildung 6.4: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1380; bei der Wellenlänge  $\lambda = 835 nm$  ist  $P_{max} = (76 \pm 1)\%$  und  $Y = 9 \cdot 10^{-4}$ 

Es fällt auf, daß bei all diesen Kathoden das Polarisationsmaximum, welches bei einer eingestrahlten Photonenenergie  $h\nu = E_g^{def}$  erwartet wird, deutlich unter der theoretisch berechneten Gap-Energie liegt. Die Ursache hierfür könnte der Phosphorgehalt y in den GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>-Schichten sein, der nicht den Herstellerangaben entspricht, sondern kleiner ist als angegeben. Im Bufferlayer hat ein verminderter Phosphorgehalt einen kleineren lattice mismatch  $\Delta a$ , also einen geringeren Strain des Epilayers zur Folge. Dadurch sinkt die Gap-Energie  $E_g^{def}$  ein wenig ab (Abb.5.3). Weniger Phosphor im Epilayer läßt die Gap-Energie  $E_q$  deutlich sinken, allerdings wird der lattice mismatch  $\Delta a$  und damit die Aufspaltung des Valenzbandmaximums  $\delta E$  größer. Hierdurch sinkt wiederum  $E_g^{def}$  weniger ab als  $E_g$ , da mit wachsendem Strain  $E_g^{def}$  steigt. Folglich muß der Phosphorgehalt kleiner sein, damit man Kathoden mit kleineren Gap-Energien  $E_g^{def}$  erhält. Wenn man davon ausgeht, daß bei der Herstellung sowohl im Epi- als auch im Bufferlayer weniger Phosphor gebunden wird als vom Hersteller angesetzt, dann bleibt nur ein kleiner Bereich für den Phosphoranteil übrig, in dem die deformierte Schicht eine Gap-Energie von  $E_g^{def} = 1.477 \, eV$  ( $\lambda = 839.4 \, nm$ ; gemittelt aus allen Messungen, Tabelle B.1) besitzt:

- GaAs<sub>0.99</sub>P<sub>0.01</sub> auf GaAs<sub>0.73</sub>P<sub>0.27</sub> mit  $E_g^{def} = 1.477 \, eV \ (\lambda = 839.4 \, nm), \ \Delta a = 0.929\%$  und  $\delta E = 60 \, meV$
- GaAs<sub>0.98</sub>P<sub>0.02</sub> auf GaAs<sub>0.80</sub>P<sub>0.20</sub> mit  $E_g^{def} = 1.476 \ eV$  ( $\lambda = 840.0 \ nm$ ),  $\Delta a = 0.644\%$  und  $\delta E = 42 \ meV$
- GaAs<sub>0.97</sub>P<sub>0.03</sub> auf GaAs<sub>0.86</sub>P<sub>0.14</sub> mit  $E_g^{def} = 1.477 \, eV \ (\lambda = 839.7 \, nm), \ \Delta a = 0.393\%$  und  $\delta E = 25 \, meV$
Noch weniger Phosphor im Epilayer als y = 0.01 erfordert im Buffer einen Phosphoranteil von y > 0.30, damit man die gleiche Gap-Energie erhält. Dies würde aber bedeuten, daß bei der Herstellung einmal zuviel und das andere Mal zu wenig Phosphor eingebaut wird, was jedoch unwahrscheinlich ist, da es sich hier um einen systematischen Fehler handelt. Bei einem Phosphorgehalt von y > 0.03 im Epilayer ist die erforderliche Abweichung vom Sollgehalt des Phosphors im Buffer zu groß, da dieser dann unter y = 0.10 liegen muß. Auch spaltet bei einem solchen Halbleiter das Valenzbandmaximum durch den geringen Strain wenig auf ( $\delta E < 10 \text{ meV}$ ), so daß diese Aufspaltung nicht mehr mit dem Monochromator aufzulösen ist, und die Spinpolarisation 50% nicht überschreitet. Hat der Epilayer die angegebene Zusammensetzung von GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub>, so liegt beim nicht deformierten Halbleiter die Gap-Energie bei  $E_q = 1.48 \text{ eV}$  ( $\lambda = 837 \text{ nm}$ ).

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß man nur dann den theoretisch berechneten Wert für die Gap-Energie mit dem experimentell aus dem Maximum des Polarisationsspektrums ermittelten Wert in Einklang bringen kann, wenn der Phosphorgehalt im Epilayer zwischen y = 0.01 und y = 0.03 liegt. Die dazugehörende Zusammensetzung des Bufferlayers liegt dann zwischen GaAs<sub>0.73</sub>P<sub>0.27</sub> und GaAs<sub>0.86</sub>P<sub>0.14</sub>. Dies beweist die Empfindlichkeit der Eigenschaften der fertiggestellten Halbleiterkathode beim Herstellungsprozeß. Wie sich auch bei den später aufgeführten Messungen noch zeigen wird, haben die Mängel, die bei der Herstellung natürlicherweise mehr oder wenig stark auftreten, oft erheblichen Einfluß auf die Qualität der Kathode, manchmal mehr als die absichtlich durchgeführten Variationen.

Zweiter auffallender Punkt im Polarisationsspektrum ist das lokale Minimum bei etwa 1.7 eV. Bei gleicher Energie zeigt sich auch im Spektrum der Quantenausbeute ein stärker ansteigender Bereich als in der Umgebung. Hier kommen zusätzliche Elektronen hinzu, die den Verlauf des Spektrums beeinflussen. Dies spricht für einen Bufferlayer der Zusammensetzung GaAs<sub>0.77</sub>P<sub>0.23</sub> mit einer Gap-Energie von  $E_{gap} = 1.705 \text{ eV}$ . Da die Photonen einige  $\mu m$  tief in den Halbleiter eindringen, regen sie für  $h\nu \ge E_{gap}$  auch im Buffer Elektronen ins Leitungsband an. Diese werden zusätzlich zu denen aus dem Epilayer emittiert, sind aber durch längere Driftstrecken und nach dem Durchlaufen einer Region anderer Gap-Energie sicherlich wenig spinpolarisiert. Daher sinkt die Polarisation ab und bildet ein lokales Minimum aus. Der Anstieg bei höheren Energien ist dadurch zu erklären, daß die entgegengesetzte Spinpolarisation der Elektronen aus dem Buffer stark abnimmt und damit die Gesamtpolarisation aller emittierten Elektronen wächst.

# **6.2** GaAs<sub>0.95</sub> $P_{0.05}$ auf GaAs<sub>1-y</sub> $P_y$

Die in Abschnitt 6.1 gezeigten Halbleiterkathoden wurden, wie in Abschnitt 5.2.1 dargestellt, in jeweils einer Komponente verändert, um die daraus folgenden Einflüsse auf die Spinpolarisation der emittierten Elektronen zu beobachten.

Zuerst wurde die Dicke des Epilayers variiert, bei einer zweiten Versuchsreihe der Strain geändert, und bei der dritten Charge Halbleiter aus St. Petersburg [SPB] war die Höhe der Magnesium-Dotierung unterschiedlich.

### 6.2.1 Epilayer-Dicke

Die Dicke des Epilayers wird bei der Herstellung der Kathode festgelegt. Mit abnehmender Schichtdicke, d.h. mit abnehmender mittlerer Driftstrecke der Elektronen zur Oberfläche, sinkt im Mittel die Zeit, in der depolarisierende Prozesse stattfinden. Somit sollte bei dünneren Schichten die Spinpolarisation der emittierten Elektronen zunehmen (Glg.2.2, S. 12).

Die Schichtdicken bei den untersuchten Kristallen liegen bei 100 nm, 200 nm und 300 nm. Sonst war der Aufbau mit dem des X-1111 in Abbildung 5.2 identisch. Die Unterschiede sind im Gegensatz zu früheren Messungen klein, da z.B. S. PLÜTZER [Plü94] nicht-deformierte Schichten der Dicke 300 nm, 600 nm und 1000 nm verwendet hat.

Es wurden je mindestens zwei Kathoden eines Wafers mit definierter Schichtdicke untersucht. In Tabelle 6.1 sind Name und Epilayerdicke *d* der drei Typen aufgelistet. Die dritte Spalte zeigt den Wertebereich des Polarisationsmaximums bei den verschiedenen Messungen. Die Spalten 4 und 5 geben den Bereich an, innerhalb dessen die Werte der Quantenausbeute *Y* bei der Wellenlänge des Polarisationsmaximums (*Y*<sub>P</sub>) und des HeNe–Lasers (*Y*<sub>632</sub>) schwankten. Ein Überblick über alle Messungen liefert Tabelle 6.2.

Name	d [nm]	P <sub>max</sub> [%]	<b>Y</b> <sub>P</sub> <b>[10</b> <sup>-4</sup> ]	Y <sub>632</sub> [%]
X-1618	300	62-65	5-25	4.7-6.6
X-1619	200	62-66	7-20	3.5-7.0
X-1620	100	64-68	2-10	2.2-7.4

Tabelle 6.1: Meßergebnisse nach Variation der Epilayer-Dicke

In Abbildung 6.5 ist das über alle Messungen gemittelte Polarisationsmaximum gegen die Epilayer-Dicke aufgetragen. Die Fehlerbalken geben den Bereich an, in dem sich das Maximum bei den Messungen bewegte. Es zeigt sich, daß mit steigender Epilayerdicke die mittlere Polarisation abnimmt; allerdings überlappen die Fehlerbalken sehr stark.



Abbildung 6.5: Polarisation in Abhängigkeit von der Epilayer-Dicke

Dennoch sind die Unterschiede tendenziell deutlich. Wie erwartet ist die Spinpolarisation der emittierten Elektronen aus einem dünneren deformierten Epilayer höher als bei einem dickeren.

Auch wenn man beim relativen Vergleich der Spinpolarisation zum vorhergesagten Ergebnis kommt, so sind die Absolutwerte der Spinpolarisation unter 70% im Gegensatz zu früheren Messungen (Abschnitt 6.1) enttäuschend. Da jedoch beim Hersteller direkt vor der Herstellung der Wafer Probleme an der MOCVD–Anlage auftraten, ist die Ursache für den in diesem Fall nicht vollständig reproduzierten Typ X-1111 darin zu suchen. Das Polarisationsmaximum ist zu längeren Wellenlängen verschoben (Abb.6.6-6.8). Der Phosphorgehalt y stimmt hier sicherlich nicht mit den Herstellerangaben überein, sondern weicht noch stärker zu kleineren Anteilen Phosphor von der Sollzusammensetzung GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub> auf GaAs<sub>0.70</sub>P<sub>0.30</sub> ab als bei der Probe X-1380. Nach Tabelle 6.2 haben die beiden Kathoden X-1618 und X-1619 eine Gap-Energie  $E_g^{def}$  in der Nähe von  $1.434 \, eV$  ( $865 \, nm$ ). Analog zu den Ausführungen in Abschnitt 6.1.2 könnte die Zusammensetzung dieser zwei Kathoden in etwa folgende sein: GaAs auf GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub> mit  $0.05 \le y \le 0.09$ .

Für die Kathode X-1620 liegt die Gap-Energie bei etwa  $1.45 \ eV$  ( $855 \ nm$ ). Hier sind GaAs auf GaAs<sub>0.84</sub>P<sub>0.16</sub> und GaAs<sub>0.99</sub>P<sub>0.01</sub> auf GaAs<sub>0.90</sub>P<sub>0.10</sub> als Kombinationen von Epi- und Bufferlayer möglich.

Die Abbildungen 6.6 bis 6.8 zeigen einzelne Spektren der Polarisation und Quantenausbeute zu den drei verwendeten Kathodentypen.



Abbildung 6.6: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1618; bei der Wellenlänge  $\lambda = 865 nm$  ist  $P_{max} = (65 \pm 1)\%$  und  $Y = 1 \cdot 10^{-3}$  bzw. bei der Wellenlänge  $\lambda = 855 nm$  ist  $P_{max} = (65 \pm 1)\%$  und  $Y = 2.5 \cdot 10^{-3}$ 



Abbildung 6.7: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1619; bei der Wellenlänge  $\lambda = 865 nm$  ist  $P_{max} = (66 \pm 1)\%$  und  $Y = 1 \cdot 10^{-3}$ 



Abbildung 6.8: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1620; bei der Wellenlänge  $\lambda = 845 nm$  ist  $P_{max} = (68 \pm 1)\%$  und  $Y = 1 \cdot 10^{-3}$  bzw. bei der Wellenlänge  $\lambda = 855 nm$  ist  $P_{max} = (68 \pm 1)\%$  und  $Y = 3 \cdot 10^{-4}$ 

Das Spektrum des X-1620 (Abb.6.8) und X-1619 (Abb.6.7) zeigt wie das des X-1380 (Abb.6.4) ein lokales Minimum in der Spinpolarisation. Im Verlauf der Quantenausbeute ist ein zusätzlicher Anstieg kaum zu erkennen, allerdings flacht die Kurve zu höheren Energien hin erkennbar ab. Wenn das Polarisationsminimum bei  $1.68 \ eV$  durch Elektronen aus dem Bufferlayer hervorgerufen wird, hat dieser einen Phosphorgehalt von y = 0.21. Bei einem deformierten GaAs–Epilayer liegt somit die Gap-Energie bei  $E_g^{def} = 1.457 \ eV$  ( $850.9 \ nm$ ). Dies ist für die Kathode X-1619 allerdings zu weit von der durch Messungen ermittelten Gap-Energie entfernt.

Da bei zunehmender Dicke des Epilayers das lokale Minimum im Polarisationsspektrum verschwindet, unterstützt dies die Annahme, daß die zusätzlichen Elektronen, die das Minimum verursachen, aus dem Bufferlayer stammen.

Wie erwartet ist die Spinpolarisation der emittierten Elektronen aus einem dünneren deformierten Epilayer höher als bei einem dickeren. Die Quantenausbeute *Y* sollte proportional der Änderung der Schichtdicke zu- oder abnehmen, da man intuitiv erwartet, daß aus einer doppelt so dicken Schicht auch die doppelte Menge Elektronen emittiert wird, solange die Photonen den gesamten Epilayer durchdringen. Eine Auswirkung der Epilayer-Dicke auf die Quantenausbeute ist jedoch nicht beobachtet worden, da die natürlichen Schwankungen aufgrund des wechselnden Zustandes der Oberfläche bei jeder Präparation relativ groß sind und kleinere Effekte verdecken.

Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	<b>Y</b> <sub>P</sub> <b>[%]</b>	$T[^{\circ}C]$	Datum
X-1618	5.8	65±1	865	0.1	540	27.11.96
X-1618	5.2	62±1	855	0.1	560	28.11.96
X-1618	6.1	64±1	865	0.07	580	28.11.96
X-1618	6.2	63±1	865	0.06	600	29.11.96
X-1618	4.7	64±1	855	0.07	620	2.12.96
X-1618	6.3	64±1	865	0.06	560	21.1.97
X-1618	6.6	65±1	855	0.25	580	22.1.97
X-1618	6.2	62±1	855	0.05	600	24.1.97
X-1618	6.1	63±1	865	0.06	620	27.1.97
X-1619	3.5	65±1	855	0.08	540	25.11.96
X-1619	4.7	63±1	855	0.12	560	26.11.96
X-1619	6.2	66±1	865	0.1	580	26.11.96
X-1619	6.9	66±1	865	0.1	600	26.11.96
X-1619	6.7	65±1	855	0.2	620	27.11.96
X-1619	1.2	64±1	865	0.003	560	14.1.97
X-1619	3.9	62±1	855	0.07	580	15.1.97
X-1619	6.1	65±1	855	0.2	600	15.1.97
X-1619	7.0	65±1	855	0.2	620	17.1.97
X-1620	4.6	68±1	855	0.02	540	20.11.96
X-1620	5.1	67±1	855	0.04	560	21.11.96
X-1620	6.4	67±1	845	0.04	580	21.11.96
X-1620	6.6	66±1	855	0.03	600	21.11.96
X-1620	7.3	68±1	855	0.03	620	22.11.96
X-1620	2.2	68±1	845	0.04	540	8.1.97
X-1620	6.2	67±1	855	0.06	560	9.1.97
X-1620	7.4	66±1	855	0.07	580	10.1.97
X-1620	7.3	68±1	845	0.1	600	13.1.97
X-1620	6.6	64±1	845	0.1	560	3.2.97
X-1620	6.6	65±1	845	0.07	580	4.2.97
X-1620	6.4	64±1	845	0.05	600	5.2.97
X-1620	6.5	64±1	845	0.03	620	7.2.97

Tabelle 6.2: Überblick über alle Messungen zur Epilayer-Dicke

#### 6.2. VARIATIONEN AN GAASP

#### 6.2.2 Strain

Bei gegebenem Epilayer GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub> wird der Strain variiert, indem man den Phosphoranteil *y* des Bufferlayers (GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>) verändert (Abschnitt 5.2.1). So bestimmt allein die veränderte uniaxiale Deformation die Verschiebung der Gap-Energie im Epilayer. Mit steigendem Phosphorgehalt des Buffers nimmt der lattice mismatch  $\Delta a$  und damit der Strain zu. Die Aufspaltung  $\delta E$  des oberen Valenzbandzustandes wächst. Dadurch läßt sich bei gegebener Auflösung durch die Lichtquelle leichter nur der oberste Valenzbandzustand mit zirkular polarisiertem Licht anregen.

Der Phosphorgehalt des Bufferlayers liegt nach Herstellerangaben bei:

- y = 0.25 (X-1762)
- *y* = 0.30 (X-1765)
- y = 0.35 (X-1763)
- *y* = 0.40 (X-1764)

Der Epilayer (GaAs<sub>0.95</sub>P<sub>0.05</sub>) ist 110 nm dick. Der restliche Aufbau ist der gleiche wie der des X-1111 (Abb.5.2). Die theoretischen Werte der Gap-Energie  $E_g^{def}$ , des lattice mismatch  $\Delta a$  und der Aufspaltung  $\delta E$  entnimmt man Tabelle 5.2.

Es wurden je zwei Kathoden eines Wafers mit definiertem Strain untersucht. In Tabelle 6.3 sind Name des Kristalls und Phosphorgehalt y des Bufferlayers der vier Typen aufgelistet. Die dritte Spalte zeigt den Wertebereich des Polarisationsmaximums bei den verschiedenen Messungen. Die Spalten 4 und 5 geben den Bereich an, innerhalb dessen die Werte der Quantenausbeute Y bei der Wellenlänge des Polarisationsmaximums ( $Y_P$ ) und des HeNe–Lasers ( $Y_{632}$ ) schwankten. Ein Überblick über alle Messungen liefert Tabelle 6.5.

Name	У	$\Delta a$ [%]	P <sub>max</sub> [%]	Y <sub>P</sub> [10 <sup>-4</sup> ]	Y <sub>632</sub> [%]
X-1762	0.25	0.716	61-65	0.2-6	1.7-6.3
X-1765	0.30	0.895	56-60	0.9-5	3.5-5.5
X-1763	0.35	1.074	61-66	1-9	3.3-5.7
X-1764	0.40	1.253	58-62	0.9-5	1.1-3.1

Tabelle 6.3: Meßergebnisse nach Variation des Strain

In Abbildung 6.9 ist das über alle Messungen gemittelte Polarisationsmaximum gegen den Phosphorgehalt des Bufferlayers aufgetragen, die Richtigkeit der Herstellerangaben vorausgesetzt. Dies entspricht der Auftragung gegen den lattice mismatch  $\Delta a$ . Die Fehlerbalken geben den Bereich an, in dem sich das Maximum bei den Messungen bewegte.



Abbildung 6.9: Polarisation in Abhängigkeit vom Phosphorgehalt des Buffers

Eine systematische Abhängigkeit der Maximalpolarisation vom lattice mismatch ist nicht zu erkennen. Dies steht im Widerspruch zu den Ergebnissen von [NAH+92] für reine GaAs-Schichten. Eine Ursache könnte sein, daß die Kristallschichten nicht die vom Hersteller angegebene Zusammensetzung haben. Hier wird die Schwierigkeit bei den systematischen Untersuchungen deutlich: Die Halbleiter-Wafer haben durch die Herstellung so unterschiedliche Eigenschaften, daß durch die Schwankungen im Maximum der Spinpolarisation eventuelle Systematiken untergehen. Die Halbleiter mit einem Phosphorgehalt von y = 0.25 und y = 0.35 im Buffer haben ein höher gelegenes Polarisationsmaximum als die beiden anderen mit y = 0.30 und y = 0.40. Bei allen Proben liegt das Maximum der Spinpolarisation der emittierten Elektronen deutlich unter 70%. Eine Aussage über die Abhängigkeit der Spinpolarisation vom Strain läßt sich somit nicht treffen. Mit steigendem Strain sollte das Polarisationsmaximum konstant bleiben, genügend hohes Auflösungsvermögen der Lichtquelle vorausgesetzt. Ab einem lattice mismatch von mehr als  $\Delta a = 1.1\%$  wird der Strain des Epilayers sicherlich nicht mehr aufrecht erhalten, weil dann der Unterschied der beiden Gitterkonstanten zu groß ist und vermehrt Gitterfehlstellen zwischen Epi- und Bufferlaver auftreten. Bisher wurde kein Kristall mit einem lattice mismatch von mehr als  $\Delta a = 1.1\%$  hergestellt.

Die Abbildungen 6.10 bis 6.13 zeigen Spektren der Spinpolarisation und Quantenausbeute zu den vier Kristalltypen mit differentem Strain.



Abbildung 6.10: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1762; bei der Wellenlänge  $\lambda = 855 nm$  ist  $P_{max} = (65 \pm 1)\%$  und  $Y = 4 \cdot 10^{-4}$  bzw. bei der Wellenlänge  $\lambda = 845 nm$   $P_{max} = (64 \pm 1)\%$  und  $Y = 6 \cdot 10^{-4}$ 



Abbildung 6.11: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1765; bei der Wellenlänge  $\lambda = 845 nm$  ist  $P_{max} = (60 \pm 1)\%$  und  $Y = 3 \cdot 10^{-4}$ 



Abbildung 6.12: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1763; bei der Wellenlänge  $\lambda = 835 nm$  ist  $P_{max} = (66 \pm 1)\%$  und  $Y = 4 \cdot 10^{-4}$  bzw.  $P_{max} = (65 \pm 1)\%$  und  $Y = 9 \cdot 10^{-4}$ 



Abbildung 6.13: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1764; bei der Wellenlänge  $\lambda = 835 nm$  ist  $P_{max} = (62 \pm 1)\%$  und  $Y = 5 \cdot 10^{-4}$  bzw.  $P_{max} = (60 \pm 1)\%$  und  $Y = 2 \cdot 10^{-4}$ 

#### 6.2. VARIATIONEN AN GAASP

Um wieder aus den Spektren auf die Zusammensetzung der einzelnen Schichten zu schließen, sind für die jeweiligen Typen alle Messungen (Tab.6.5) von Bedeutung:

• X-1762

Hier liegt das Polarisationsmaximum fast immer bei 1.45 eV (855 nm). Im Verlauf des Polarisationsspektrums ist ein lokales Minimum deutlich bei 1.687 eV (735 nm) ausgeprägt. Dies deutet auf einen Aufbau von GaAs auf GaAs<sub>0.83</sub>P<sub>0.17</sub> hin.

• X-1765

Das Maximum der Spinpolarisation findet sich meist bei 1.467 eV (845 nm). Ein lokales Minimum deutet sich bei 1.734 eV (715 nm) an. Damit ist eine Zusammensetzung von GaAs auf GaAs<sub>0.75</sub>P<sub>0.25</sub> wahrscheinlich.

• X-1763

Die Gap-Energie liegt hier bei  $E_g^{def} = 1.485 \, eV$  (835 nm). Bei etwa 1.76 eV (705 nm) zeigt das Polarisationsspektrum eine stärkere negative Steigung als in der Umgebung. Möglich ist somit GaAs<sub>0.98</sub>P<sub>0.02</sub> auf GaAs<sub>0.75</sub>P<sub>0.25</sub>.

• X-1764

Hier liegt die Gap-Energie ebenfalls bei  $E_g^{def} = 1.485 \, eV$  (835 nm). Eine kleine Stufe im Verlauf der Quantenausbeute und eine Unstetigkeit der Steigung in einem Tiefpunkt der Polarisation deuten sich bei  $1.81 \, eV$  (685 nm) an. Dies spricht für eine dünne Schicht GaAs<sub>0.99</sub>P<sub>0.01</sub> auf GaAs<sub>0.69</sub>P<sub>0.31</sub>.

Die sich daraus ergebenden Werte der Gap-Energie  $E_g^{def}$  ( $\lambda_g^{def}$ ), des lattice mismatch  $\Delta a$  und der Aufspaltung  $\delta E$  für die vier Kristalltypen entnimmt man Tabelle 6.4.

Name	х	У	$E_{g}^{def}$ [eV]	$\lambda_g^{def}$ [nm]	$\delta E \ [meV]$	∆a [%]
1762	0	0.17	1.451	854.6	39.6	0.607
1765	0	0.25	1.464	847.1	58.2	0.893
1763	0.02	0.25	1.484	835.4	53.4	0.822
1764	0.01	0.31	1.484	835.7	69.7	1.072

Tabelle 6.4: GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> auf GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>, Werte nach [GMS92]

Mit den experimentellen Werten aus den Spektren für Spinpolarisation und Quantenausbeute errechnet sich für die Kathode X-1765 ein größerer lattice mismatch als für den Kristall X-1763. Somit ergibt sich aus dem Meßwerten in Tabelle 6.3 ein anderes Bild: In Abbildung 6.14 ist das über alle Messungen gemittelte Polarisationsmaximum gegen den experimentell ermittelten lattice mismatch  $\Delta a$  der Proben aufgetragen.



Abbildung 6.14: Polarisation in Abhängigkeit vom lattice mismatch  $\Delta a$ 

Es zeigt sich, daß bei einem lattice mismatch von  $\Delta a < 0.85\%$  tendenziell eine höhere Spinpolarisation vorliegt als für  $\Delta a > 0.85\%$ . Dies mag ein Anzeichen dafür sein, daß bei einem lattice mismatch von über  $\Delta a = 0.85\%$  der Strain des Epilayers durch Versetzungen im Kristallgitter oder Gitterfehlstellen in der Grenzschicht abgebaut wird. Ein Vergleich mit den Ergebnissen von [NAH<sup>+</sup>92] läßt sich hier nicht ziehen, da bei den dort getesteten Kathoden der lattice mismatch  $\Delta a \leq 0.80\%$  war.

Um hier sichere Aussagen über die Abhängigkeit der Spinpolarisation der emittierten Elektronen von dem Strain des Epilayers bzw. vom lattice mismatch des Kristalls machen zu können, ist eine wesentlich aufwendigere Untersuchung notwendig, in der aufgrund zusätzlicher Meßmethoden gesicherte Erkenntnisse über die Schichtzusammensetzung, den lattice mismatch und somit die uniaxiale Deformation gesammelt werden. Dies ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich gewesen, da andere Arbeitsgruppen hätten mit einbezogen werden müssen, die ihrerseits keine Erkenntnisse aus den von ihnen gewonnenen Daten erlangt hätten.

Die Quantenausbeute *Y* zeigt keine Abhängigkeit vom Strain. Hier sind die natürlichen Schwankungen, verursacht durch den wechselnden Zustand der Oberfläche nach jeder Präparation, zu groß, um andere Effekte in den Vordergrund treten zu lassen.

# 6.2. VARIATIONEN AN GAASP

Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	<b>Y</b> <sub>P</sub> <b>[%]</b>	$T[^{\circ}C]$	Datum
X-1762	4.7	65±1	855	0.04	560	15.4.97
X-1762	3.8	64±1	845	0.06	580	16.4.97
X-1762	5.8	62±1	855	0.05	600	17.4.97
X-1762	6.3	63±1	855	0.06	620	18.4.97
X-1762	1.7	62±1	855	0.002	560	10.6.97
X-1762	1.9	61±1	855	0.004	580	11.6.97
X-1762	0.2	61±1	855	0.0002	600	13.6.97
X-1762	4.5	55±1	855	0.002	620	25.6.97
X-1765	3.5	56±1	855	0.009	550	19.3.97
X-1765	5.0	57±1	845	0.04	560	21.3.97
X-1765	5.5	56±1	845	0.05	580	25.3.97
X-1765	5.4	56±1	855	0.02	600	26.3.97
X-1765	5.0	56±1	845	0.05	620	27.3.97
X-1765	3.7	58±1	845	0.02	560	7.5.97
X-1765	5.3	60±1	845	0.03	580	9.5.97
X-1765	4.9	59±1	845	0.02	600	13.5.97
X-1765	5.3	60±1	845	0.03	620	14.5.97
X-1763	3.3	64±1	835	0.02	560	22.4.97
X-1763	4.0	62±1	835	0.02	580	23.4.97
X-1763	5.4	65±1	835	0.09	600	24.4.97
X-1763	5.7	63±1	835	0.08	620	25.4.97
X-1763	3.4	63±1	835	0.03	560	28.5.97
X-1763	5.0	66±1	835	0.04	580	30.5.97
X-1763	4.5	63±1	835	0.02	600	3.6.97
X-1763	4.1	61±1	835	0.01	620	4.6.97
X-1764	3.1	62±1	835	0.05	560	29.4.97
X-1764	1.9	58±1	835	0.01	580	30.4.97
X-1764	1.7	60±1	835	0.01	600	1.5.97
X-1764	1.7	59±1	835	0.01	620	2.5.97
X-1764	1.7	60±1	835	0.02	560	20.5.97
X-1764	1.6	60±1	835	0.02	580	21.5.97
X-1764	1.1	59±1	835	0.009	600	22.5.97

Tabelle 6.5: Überblick über alle Messungen zum Strain

## 6.2.3 Dotierung

Bei der Variation der Dotierung erwartet man ebenfalls einen Einfluß auf die Spinpolarisation: Mit steigender p-Dotierung nimmt die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung zwischen den Elektronen im Leitungsband und den Löchern im Valenzband zu. Die Folge ist eine erhöhte Depolarisation der Elektronen im Leitungsband (Abschnitt 2.5.1), so daß die Spinpolarisation der emittierten Elektronen abnimmt.

Der Aufbau der für diese Meßreihe hergestellten Kristalle ist in Abbildung 6.15 gezeigt. Er unterscheidet sich von dem des X-1111 (Abb.5.2) vor allem darin, daß die Dotierung durchgehend den gleichen Wert hat, ohne Gradienten zur Oberfläche. Der Epilayer ist bei diesen Kristallen 120 nm dick.



Abbildung 6.15: Struktur von SPB X-1886/7

Es wurden je zwei Kathoden eines Wafers untersucht. In Tabelle 6.6 sind Name des Kristalls und der Wert der Dotierung der vier Typen aufgelistet. Die dritte Spalte zeigt den Wertebereich des Polarisationsmaximums bei den verschiedenen Messungen. Die Spalten 4 und 5 geben wiederum den Wertebereich Quantenausbeute Y im Polarisationsmaximum bzw. bei 632 nm an. Ein Überblick über alle Messungen liefert Tabelle 6.7.

Name	D [ $10^{17}$ cm $^{-3}$ ]	P <sub>max</sub> [%]	<b>Y</b> <sub>P</sub> [10 <sup>-4</sup> ]	Y <sub>632</sub> [%]
X-1902	1	45	0.08-0.1	0.8-1.0
X-1886	5	58-61	2-20	2.7-8.2
X-1901	7.5	48-52	0.04-0.6	1.9-4.4
X-1887	10	57-60	0.3-10	0.6-7.1

Tabelle 6.6: Meßergebnisse nach Variation der Dotierung des Epilayers

Es zeigt sich, daß die Kathoden X-1901 und X-1902 nicht für eine systematische Untersuchung zu gebrauchen sind, da die Werte des Polarisationsmaximums nicht die 52% überschreiten. Die Quantenausbeuten dieser beiden Proben sind extrem klein. Dies war durch einen Blick auf die Oberfläche der Kristalle abzusehen, da diese nicht wie üblich spiegelnd sondern sehr matt und rauh erschien. Auch der für die Kathode X-1902 gelieferte Ersatzkristall X-1904 zeigte keine besseren Eigenschaften (Tab.B.1).

Die aus den Proben X-1886 und X-1887 emittierten Elektronen erreichten eine Spinpolarisation von 57% - 61%, also deutlich unter dem erwarteten Wert von etwa 70%. Bei beiden Kristallen ist die Spinpolarisation im Rahmen der Schwankungen gleich, obwohl die Dotierung des X-1887 doppelt so hoch ist wie die der Kathode X-1886. Auch die Quantenaubeuten bewegen sich im gleichen Bereich, nur bei der zweiten Probe des X-1887 war die Quantenausbeute eine Größenordnung kleiner. Es zeigt sich also weder bei der Spinpolarisation noch bei der Quantenausbeute ein Einfluß der homogenen Dotierung. Allerdings kann die Quantenausbeute generell von Präparation zu Präparation stark schwanken.

Ein Blick auf die Polarisationsspektren in Abbildungen 6.16 und 6.17 verdeutlicht, daß die Gap-Energien der Kristalle kleiner sind als nach Herstellerangaben erwartet. Diese Diskrepanz kann wiederum auf einen kleineren Anteil an Phosphor zurückgeführt werden. Das Polarisationsmaximum liegt bei beiden Kathoden im Bereich von  $1.45 \ eV$  ( $855 \ nm$ ) und ist relativ breit. Eine Gap-Energie  $E_g^{def}$  in diesem Bereich erlaubt im Epilayer einen Phosphorgehalt im Bereich  $0 \le y \le 0.01$ . Für den Phosphoranteil des Buffers gilt dann entsprechend  $0.17 \ge y \ge 0.10$ . Die niedrigen Polarisationswerte deuten auf einen kleinen lattice mismatch  $\Delta a$  hin. Als Zusammensetzung am wahrscheinlichsten ist damit GaAs<sub>0.99</sub>P<sub>0.01</sub> auf GaAs<sub>0.90</sub>P<sub>0.10</sub> mit  $\Delta a = 0.322\%$  und somit  $\delta E = 21 \ meV$ .

Aufgrund des geringen Unterschiedes in der Gap-Energie der beiden Kathoden X-1886 und X-1887 ist auch eine leicht unterschiedliche Zusammensetzung zu erwarten. Dies führt dazu, daß sich die beiden Kristalle nicht nur in der Dotierung, sondern auch im lattice mismatch  $\Delta a$  unterscheiden. Somit wurde hier mehr als ein Parameter geändert, weshalb Rückschlüsse auf den Einfluß eines Parameters unmöglich sind.



Abbildung 6.16: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1886; bei der Wellenlänge  $\lambda = 845 nm$  ist  $P_{max} = (61 \pm 1)\%$  und  $Y = 2 \cdot 10^{-3}$  bzw.  $P_{max} = (60 \pm 1)\%$  und  $Y = 2 \cdot 10^{-3}$ 



Abbildung 6.17: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1887; bei der Wellenlänge  $\lambda = 855 nm$  ist  $P_{max} = (60 \pm 1)\%$  und  $Y = 1 \cdot 10^{-3}$  bzw.  $P_{max} = (59 \pm 1)\%$  und  $Y = 3 \cdot 10^{-4}$ 

## 6.2. VARIATIONEN AN GAASP

Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	<b>Y</b> <sub>P</sub> <b>[%]</b>	$T[^{\circ}C]$	Datum
X-1886	2.7	58±1	855	0.02	560	15.7.97
X-1886	3.8	59±1	855	0.02	580	16.7.97
X-1886	8.1	60±1	845	0.2	600	17.7.97
X-1886	8.2	61±1	845	0.2	620	18.7.97
X-1886	3.7	59±1	845	0.06	580	26.7.97
X-1886	5.2	58±1	855	0.045	600	27.7.97
X-1886	5.8	59±1	855	0.04	620	28.7.97
X-1887	2.6	59±1	855	0.03	560	9.7.97
X-1887	2.4	58±1	855	0.02	580	10.7.97
X-1887	2.6	59±1	855	0.01	600	11.7.97
X-1887	7.1	60±1	855	0.1	620	14.7.97
X-1887	0.9	58±1	855	0.008	580	15.8.97
X-1887	0.8	59±1	855	0.008	600	18.8.97
X-1887	0.6	57±1	855	0.003	620	19.8.97
X-1901	1.9	48±1	885	0.00044	560	5.7.97
X-1901	2.6	52±2	875	0.0028	580	6.7.97
X-1901	3.5	49±1	865	0.0052	600	7.7.97
X-1901	4.4	50±1	865	0.006	620	8.7.97
X-1902	1.0	45±1	855	0.0008	560	21.7.97
X-1902	0.8	45±2	855	0.001	580	22.7.97

Tabelle 6.7: Überblick über alle Messungen zum Epilayer-Doping

### 6.2.4 Abschluß der Variationen

Zusammenfassend läßt sich über die Variationen an dem ursprünglichen Typ X-1111 sagen, daß sich nur bei der Änderung der Schichtdicke die erwarteten Ergebnisse eingestellt haben. Hier hat man beobachtet, daß mit abnehmender Schichtdicke die Spinpolarisation der photoemittierten Elektronen steigt.

Doch auch hier deutet sich schon an, was bei den anderen Variationen an den Halbleiterkathoden Probleme bereitet: Die Zusammensetzung der Schichten, speziell der Phosphoranteil im Epilayer und im Buffer, sind nicht immer gemäß der Herstellerangabe. Aber bei der Untersuchung des Einflusses der uniaxialen Deformation des Epilayers auf die Spinpolarisation ist es notwendig, den Phosphorgehalt genau zu kennen, da durch ihn der lattice mismatch zwischen Epi- und Bufferlayer bestimmt ist. Bei den übrigen Proben führt der wechselnde Phosphoranteil zu einer ungewollten zusätzlichen Variation des Halbleitermaterials, so daß eine eindeutige Zuordnung von Ursache und Wirkung nicht mehr möglich ist. Es wird offensichtlich, daß die Reproduktion eines immer identischen Halbleitertyps nicht gelingt.

Für die Quantenausbeute hat sich gezeigt, daß die Schwankungen je nach Zustand der Oberfläche eines Halbleiters nach Ausheizen und Präparation so groß sind, daß eine systematische Untersuchung des Einflusses der Kathodenparameter auf die Quantenausbeute unmöglich ist. Die Vakuumbedingungen im UHV-Rezipienten sind auf alle Fälle von ausschlaggebender Bedeutung. Nur unter sehr guten Vakuumbedingungen  $(p < 2 \cdot 10^{-11} mbar)$  sind regelmäßig hohe Quantenausbeuten erreichbar.

Die ganze Versuchsreihe und die Erfahrung mit verschiedenen anderen Halbleitertypen lassen den Schluß zu, daß nur dann eine Verbesserung der Kathoden bezüglich der Spinpolarisation zu erzielen ist, wenn man versucht, alle Parameter des Kristalltyps X-1380 mit Hilfe anderer, unabhängiger Untersuchungsmethoden zu ermitteln. Dann läßt sich gezielt die Dicke des Epilayers reduzieren, bis man die gewünschte Spinpolarisation der emittierten Elektronen erreicht, ohne zu hohe Verluste der Quantenausbeute zu erleiden.

# **6.3** Andere GaAs<sub>1-u</sub>P<sub>u</sub>-Epilayer

Der gleiche Aufbau wie der des Kristalls X-1111, allerdings mit einem GaAs(111)– Substrat und somit auch einem (111)–Epilayer, führt bei der Kathode X-1321 nicht zu gleichen Resultaten. Das Polarisationsspektrum in Abbildung 6.18 zeigt eine maximale Spinpolarisation von  $P = (58 \pm 1)\%$  bei einer Energie von  $1.52 \ eV$  ( $815 \ nm$ ), die der theoretisch berechneten Gap-Energie  $E_g^{def}$  gleicht. Daher kann man annehmen, daß die Herstellerangaben in diesem Fall korrekt sind.



Abbildung 6.18: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1321; bei der Wellenlänge  $\lambda = 815 nm$  ist  $P_{max} = (58 \pm 1)\%$  und  $Y = 1.6 \cdot 10^{-4}$ 

Das andeutungsweise erkennbare lokale Minimum der Spinpolarisation bei 1.71 eV (725 nm) deutet auf einen Bufferlayer der Zusammensetzung GaAs<sub>0.76</sub>P<sub>0.24</sub> hin. Dies wird durch den Anstieg der Quantenausbeute Y bei derselben Energie unterstützt. Der 150 nm dicke Epilayer hat somit einen Phosphoranteil von  $0.05 \le y \le 0.06$ . Mit einem lattice mismatch von  $\Delta a = 0.895\%$  ergibt sich theoretisch eine Aufspaltung des oberen Valenzbandes zu  $\delta E = 57.87 meV$ . Allerdings besteht die Möglichkeit, daß der Strain durch vermehrte Gitterfehlstellen abgebaut ist, so daß die Aufspaltung des oberen Valenzbandes  $\delta E$  sinkt und deshalb keine hohen Polarisationsgrade in dem emittierten Elektronenensemble erreicht werden.

## 6.3.1 Strained $GaAs_{0.6}P_{0.4}$

Außer den Halbleitermaterialien mit der Struktur ähnlich der Kathode X-1111 wurden auch uniaxial deformierte GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub>–Kristalle untersucht (Tabelle A.1). Der Zweck der Produktion dieser Kristalle ist es, Kathoden herzustellen, die ihre Gap-Energie und somit das Polarisationsmaximum etwa bei der Wellenlänge eines HeNe-Lasers ( $\lambda = 632.8 nm$ ) haben. Hierzu läßt man den Epilayer auf einen Buffer mit einem Phosphorgehalt von y = 0.60 bzw. y = 0.65 aufwachsen. In Tabelle 6.8 sind für diese beiden Fälle die theoretischen Werte zusammengestellt.

У	$E_{g}^{def}$ [eV]	$\lambda_g^{def}$ [nm]	$\delta E \ [meV]$	∆a [%]
0.60	1.9623	631.9	44.61	0.725
0.65	1.9710	629.1	55.77	0.906

Tabelle 6.8:  $GaAs_{0.6}P_{0.4}$  auf  $GaAs_{1-y}P_y$ , Werte nach [GMS92]

Einen ersten Versuch stellt die Kathode X-1109 dar. Der Aufbau (Abb.6.19) gleicht prinzipiell dem der anderen Kathoden, nur liegt der Phosphoranteil in allen Schichten deutlich höher. Der 150 nm dicke Epilayer ist auf einem GaAs<sub>0.4</sub>P<sub>0.6</sub>–Buffer aufgebracht. Es finden sich wieder die 10 stabilisierenden Multischichtenpaare (SL 10 pairs), und das Substrat ist ebenfalls eine GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub>–Schicht.

Die Abbildung 6.20 zeigt das Polarisationsmaximum  $P = (58.1 \pm 1.8)\%$  bei  $1.771 \, eV$  (700 nm) für die Kathode X-1109 nach dem ersten Ausheizen bei  $550^{\circ}C$ . Allerdings liegt schon nach dem nächsten Ausheizen bei  $600^{\circ}C$  das Maximum der Spinpolarisation unter 50%. Die Kathode ist thermisch instabil.

Es zeigt sich wieder eine große Abweichung der energetischen Lage des Polarisationsmaximums von der theoretischen Gap-Energie. Für eine undeformierte GaAs<sub>0.71</sub>P<sub>0.29</sub>–Schicht liegt die Gap-Energie bei 1.782 eV, d.h. der Phosphoranteil im Epilayer liegt deutlich unter y = 0.29.

Ein zweiter Versuch wurde mit der Probe X-1349 unternommen. Der Epilayer ist 140 nm dick, der Bufferlayer hat einen Phosphorgehalt von y = 0.65 (Abb.6.19). Das Substrat besteht hauptsächlich aus GaAs, hat allerdings einen zunehmenden Phosphoranteil als Übergang zur untersten GaAsP–Schicht. Hier bestätigten sich beide Messungen (Abb.6.21): Bei 1.687 eV (735 nm) erreicht das Maximum der Spinpolarisation Werte von  $P = (47 \pm 1)\%$  bei Quantenausbeuten von  $Y = 2.8 \cdot 10^{-3}$ . Allerdings fällt die Polarisation bei kleineren Energien nicht kontinuierlich ab, sondern durchläuft ein Minimum bei 1.63 eV (760 nm) und steigt dann wieder auf Polarisationsgrade von über 50% an. Auch die Quantenausbeute fällt nicht für  $h\nu < 1.77 eV$  (700 nm) gewohnt steil ab, sondern sinkt in dem langen Bereich bis zu 1.467 eV (845 nm) nur mäßig ab. Dieses Verhalten ist nicht zu erklären, deutet aber auf eine außergewöhnliche Struktur des Halbleiters hin. Der hohe Phosphorgehalt verursacht eventuell Störungen der regelmäßigen Gitterstruktur. Aber die Elektronen im niederenergetischen Ende des

#### 6.3. ANDERE GAASP-EPILAYER

Spektrums sind wegen ihrer hohen Spinpolarisation keine Elektronen aus Störstellenniveaus.

Nimmt man zum Vergleich die Gap-Energie einer undeformierten  $GaAs_{0.78}P_{0.22}$ -Schicht mit 1.692 *eV*, so liegt im Epilayer der Phosphoranteil unter y = 0.22.

				Mg doping
		d = 20nm	As-cap	5*10 <sup>17</sup> 10 <sup>19</sup>
		d = 140nm	$GaAs_{0.6}P_{0.4}$	
d = 20nm As-cap	Mg doping 7*10 <sup>17</sup> 10 <sup>19</sup>	d = 1000nm	GaAs <sub>0.35</sub> P <sub>0.65</sub>	
$d = 150$ m $GaAs_{0.6}P_0$	.4		SL 10 pairs	
$d = 1000 \text{nm} \qquad \text{GaAs}_{0.4} \text{P}_0$	.6		GaAs <sub>0.21</sub> P GaAs <sub>0.44</sub> P 56	
SL 10 pairs		d = 200nm	0.110.00	
GaAs <sub>0.28</sub> P GaAs P	72	d = 100nm	GaAs <sub>0.35</sub> P	
d = 200 nm	48	d = 300nm	$GaAs_{0.4}P_{0.6}$	
d = 100 nm GaAs <sub>0.4</sub> P <sub>0</sub>	.6	d = 300nm	GaAs <sub>0.44</sub> P <sub>0.56</sub>	
$d = 300 \text{nm} \qquad \text{GaAs}_{0.5} \text{P}_0$	.5	d = 300nm	GaAs <sub>0.51</sub> P <sub>0.49</sub>	
GaAs <sub>0.6</sub> P <sub>0.4</sub> s	ubstrate		ASFAG substrate	
d = 0.5mm		d = 0.5mm		

Abbildung 6.19: Struktur von SPB X-1109 (links) und SPB X-1349 (rechts)

Es zeigt sich, daß Kristalle mit hohem Phosphorgehalt bis jetzt noch nicht zum Einsatz als Kathode zur Gewinnung eines hochpolarisierten Elektronenstrahls geeignet sind.



Abbildung 6.20: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1109; bei der Wellenlänge  $\lambda = 700 nm$  ist  $P_{max} = (58.1 \pm 1.8)\%$  und  $Y = 2.4 \cdot 10^{-4}$  bzw. bei der Wellenlänge  $\lambda = 695 nm$  ist  $P_{max} = (48.6 \pm 1.0)\%$  und  $Y = 2.9 \cdot 10^{-4}$ 



Abbildung 6.21: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1349; bei der Wellenlänge  $\lambda = 735 nm$  ist  $P_{max} = (47.6 \pm 0.9)\%$  und  $Y = 2.81 \cdot 10^{-3}$  bzw.  $P_{max} = (45.5 \pm 0.9)\%$  und  $Y = 2.56 \cdot 10^{-3}$ 

### 6.3.2 Kathoden mit GaP–Substrat

Alle bisher vorgestellten Kathoden sind auf einem GaAs–Substrat aufgebaut und können somit zur Photoelektronenproduktion nur von der Epilayerseite her mit zirkularpolarisiertem Licht bestrahlt werden. Wenn man den Epilayer mit seiner Gap-Energie  $E_g^{def}$  auf einer Kristallstruktur aufbringt, bei der alle Schichten eine Gap-Energie  $E_g > E_g^{def}$  besitzen, dann wird der Kristall für Photonen der Energie  $h\nu \simeq E_g^{def}$ von der Substratseite her durchsichtig. Es läßt sich somit die Kathode von hinten beleuchten, um einen Elektronenstrahl zu emittieren.

Allerdings zeigten die Kristalle mit solcher Struktur (Abb.6.22) Spinpolarisationsgrade von unter 30%. Die in Abbildungen 6.23 und 6.24 gezeigten Polarisationsspektren der Kathoden X-1322 und X-1889 wurden wie bisher durch Beleuchten von der Epilayerseite gewonnen.

		Mg doping			Mg doping
d = 20nm	As-cap	7*10 <sup>17</sup> 10 <sup>19</sup>	d = 20nm	As-cap	10 <sup>17</sup> 5*10 <sup>18</sup>
<u>d = 150nm</u>	GaAs <sub>0.6</sub> P <sub>0.4</sub>		d = 120nm	GaAs <sub>0.95</sub> P <sub>0.05</sub>	
<u>d = 700nm</u>	GaAs <sub>0.35</sub> P <sub>0.65</sub>		d = 1000nm	GaAs <sub>0.7</sub> P <sub>0.3</sub>	
	SL 10 pairs			SL 10 pairs	
	GaAs <sub>0.5</sub> P <sub>0.5</sub> GaAs <sub>0.2</sub> P <sub>0.8</sub>			GaAs <sub>0.55</sub> <sup>P</sup> GaAs <sub>0.85</sub> <sup>P</sup> <sub>0.45</sub>	
d = 160nm			d = 150nm		
<u>d = 200nm</u>	GaAs <sub>0.35</sub> P <sub>0.65</sub>		d = 100nm	GaAs <sub>0.68</sub> P <sub>0.32</sub>	
<u>d = 300nm</u>	$GaAs_{0.3}P_{0.7}$		d = 300nm	GaAs <sub>0.6</sub> P <sub>0.4</sub>	
d = 300nm	$GaAs_{0.2}P_{0.8}$		d = 300nm	$GaAs_{0.4}P_{0.6}$	
<u>d = 300nm</u>	GaAs <sub>0.1</sub> P <sub>0.9</sub>		d = 300nm	$GaAs_{0.2}P_{0.8}$	
	GaP substrate			GaP substrate	
d = 0.5mm			d = 0.5mm		

Abbildung 6.22: Struktur von SPB X-1322 (links) und SPB X-1889 (rechts)

Trotzdem wurde mit der Kathode X-1889 ein Versuch unternommen, spinpolarisierte Elektronen zu gewinnen, indem man zirkularpolarisiertes Licht von der Substratseite des Kristalls her einstrahlt. So konnte bei der Wellenlänge  $\lambda = 830 nm$  ein Emissionsstrom im Bereich  $Y \sim 10^{-4}$  gemessen werden, der jedoch unpolarisiert war.



Abbildung 6.23: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1322; bei der Wellenlänge  $\lambda = 645 nm$  ist  $P_{max} = (22.7 \pm 1.0)\%$  und  $Y = 7.2 \cdot 10^{-3}$  bzw. bei der Wellenlänge  $\lambda = 635 nm$  ist  $P_{max} = (21.1 \pm 1.0)\%$  und  $Y = 1.8 \cdot 10^{-2}$ 



Abbildung 6.24: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1889; bei der Wellenlänge  $\lambda = 675 nm$  ist  $P_{max} = (27 \pm 1)\%$  und  $Y = 8 \cdot 10^{-3}$  bzw.  $P_{max} = (22 \pm 1)\%$  und  $Y = 2 \cdot 10^{-2}$ 

#### 6.3. ANDERE GAASP-EPILAYER

Es wurde zirkular, linear und elliptisch polarisiertes Licht eingestrahlt, um sicherzustellen, daß nicht die Schichten des Kristalls aufgrund ihrer doppelbrechenden Eigenschaften den Polarisationszustand des Lichtes ändern, bevor dieses den Epilayer erreicht. Der emittierte Elektronenstrahl war immer unpolarisiert. Bei separaten Untersuchungen der lichtpolaren Eigenschaften des Halbleiters durch CH. ZALTO [Zal98] zeigte sich, daß lineare Lichtpolarisation beim Durchtritt durch den Kristall erhalten bleibt und sich lediglich die Intensität verringert. Zwar traf bei der Photoemission der einlaufende Lichtstrahl in einem Winkel von etwa 5° zum Lot auf dem Substrat auf, doch wird er durch den hohen Brechungsindex des Halbleitermaterials so stark zum Lot hin gebrochen, daß er im Kristall senkrecht zur Oberfläche läuft. Eine Erklärung für den unpolarisierten Elektronenstrahl kann leider nicht gegeben werden.

## 6.4 Strained GaAs

Eine reine GaAs–Schicht bildet den 150 nm dicken Epilayer der Probe X-1384. Er ist auf GaAs<sub>0.72</sub>P<sub>0.28</sub> aufgebracht (Abb.6.26). Daraus ergeben sich die theoretischen Werte für die Gap-Energie  $E_g^{def} = 1.469 \ eV$  (844.3 nm) und die Aufspaltung des oberen Valenzbandzustandes  $\delta E = 65.15 \ meV$ , verursacht durch den lattice mismatch von genau  $\Delta a = 1\%$ . Das Spektrum der Spinpolarisation (Abb.6.25) zeigt ein Maximum von  $P = (57 \pm 1)\%$  bei einer Energie von  $1.45 \ eV$  ( $855 \ nm$ ). Die Quantenausbeute liegt im Bereich  $10^{-4}$  am Polarisationsmaximum und steigt in der Gegend von  $1.68 \ eV$ ( $735 \ nm$ ) verstärkt an. Damit liegt für den Bufferlayer der Phosphoranteil im Bereich  $0.21 \ge y \ge 0.16$ , wobei nur die untere Grenze mit der beobachteten Gap-Energie  $E_g^{def} = 1.45 \ eV$  ( $855 \ nm$ ) in Einklang zu bringen ist. Somit sind auch der lattice mismatch  $\Delta a = 0.572\%$  und die Aufspaltung  $\delta E = 37.23 \ meV$  kleiner als bei einer Zusammensetzung nach Herstellerangaben erwartet. Dies kann die unter 60% liegenden Polarisationsgrade erklären.



Abbildung 6.25: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1384; bei der Wellenlänge  $\lambda = 855 nm$  ist  $P_{max} = (57 \pm 1)\%$  und  $Y = 1.5 \cdot 10^{-4}$ 

Die beiden Kathoden X-1533 und X-1535 besitzen prinzipiell den gleichen Aufbau wie die Probe X-1384 (Abb.6.26), nur ist die Mg-Dotierung um 2/3 höher und der Epilayer nur 100 nm dick. Die beiden Kristalle unterscheiden sich voneinander in einem Punkt: Der Epilayer der Kathode X-1535 ist in den oberen 5 nm nicht dotiert. Dies führt zu einer Unterdrückung der Bandbiegung an der Oberfläche. Da diese sonst bis zu 1 eV die Austrittsarbeit absenkt, wird hier durch die Aktivierung eine kleinere Elektronenaffinität erreicht. Dies führt zu kleineren Quantenausbeuten und niedrigeren Polarisationswerten, weil die Elektronen im Mittel längere Zeit im Leitungsband verweilen, wodurch die depolarisierenden Prozesse länger einwirken (Abschnitt 2.5.1).

Die Spinpolarisation der Probe X-1533 erreicht ihr Maximum mit  $P = (59 \pm 1)\%$ bei 1.45 eV (855 nm) (Abb.6.27). Die Quantenausbeute beträgt hier  $Y = 3 \cdot 10^{-4}$ . Bei 1.734 eV (715 nm) steigt die Quantenausbeute stärker als in der Umgebung an. Werden hier Elektronen aus dem Bufferlayer emittiert, hat dieser einen Phosphorgehalt von mindestens y = 0.25. Daraus folgt eine Gap-Energie von  $E_g^{def} = 1.464 eV$ (847.1 nm), ein lattice mismatch  $\Delta a = 0.893\%$  und die Aufspaltung  $\delta E = 58.18 meV$ . Dies ist mit den aus den Messungen ermittelten Werten verträglich.

Bei einer Energie von 1.467 eV (845 nm) liegt das Polarisationsmaximum der Kathode X-1535 (Abb.6.28). Hier werden die Werte von  $P = (55 \pm 1)\%$  und  $Y = 3 \cdot 10^{-5}$  nicht überschritten. Die Ursache dafür ist, wie erläutert, die fehlende Dotierung an der Oberfläche.

Die nach der Theorie mit den Herstellerangaben berechneten Werte für die Gap-Energie, den lattice mismatch und die Aufspaltung des oberen Valenzbandzustandes werden durch die Spektren bestätigt, d.h. mit einem Phosphoranteil von y = 0.28 im Buffer folgt:  $E_g^{def} = 1.469 \ eV$  (844.3 nm),  $\delta E = 65.15 \ meV$ ,  $\Delta a = 1.0\%$ .

		Mg doping			Mg doping
d = 20nm	As-cap	3*10 <sup>18</sup>	d = 20nm	As-cap	5*10 <sup>18</sup>
d = 150nm	GaAs		d = 100nm	GaAs	
<u>d = 1000nm</u>	GaAs <sub>0.72</sub> P <sub>0.28</sub>		<u>d = 1000nm</u>	GaAs <sub>0.72</sub> P <sub>0.28</sub>	
	SL 10 pairs			SL 10 pairs	
	GaAs <sub>0.55</sub> <sup>P</sup> .45 GaAs <sub>0.85</sub> <sup>P</sup> .15			GaAs <sub>0.55</sub> <sup>P</sup> . GaAs <sub>0.85</sub> <sup>P</sup> .15	
d = 200nm			d = 200nm		
<u>d = 100nm</u>	GaAs <sub>0.72</sub> P <sub>0.28</sub>		d = 100nm	GaAs <sub>0.72</sub> P <sub>0.28</sub>	
<u>d = 300nm</u>	$GaAs_{0.8}P_{0.2}$		d = 300nm	GaAs <sub>0.8</sub> P <sub>0.2</sub>	
d = 300nm	GaAs <sub>0.9</sub> P <sub>0.1</sub>	uniform	d = 300nm	GaAs <sub>0.9</sub> P <sub>0.1</sub>	uniform
	GaAs substrate			GaAs substrate	
d = 0.5mm			d = 0.5mm		

Abbildung 6.26: Struktur von SPB X-1384 (links) und SPB X-1533/5 (rechts)



Abbildung 6.27: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1533; bei der Wellenlänge  $\lambda = 845 nm$  ist  $P_{max} = (56 \pm 1)\%$  und  $Y = 4.4 \cdot 10^{-4}$  bzw. bei der Wellenlänge  $\lambda = 855 nm$  ist  $P_{max} = (59 \pm 1)\%$  und  $Y = 3 \cdot 10^{-4}$ 



Abbildung 6.28: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von X-1535; bei der Wellenlänge  $\lambda = 845 nm$  ist  $P_{max} = (55 \pm 1)\%$  und  $Y = 3 \cdot 10^{-5}$  bzw.  $P_{max} = (52 \pm 1)\%$  und  $Y = 2.5 \cdot 10^{-5}$ 

Eine höhere Spinpolarisation der emittierten Elektronen wäre aufgrund des relativ großen lattice mismatch zu erwarten gewesen. Wahrscheinlich ist auch bei diesen Kristallen der Strain durch ungewollte Defekte an der Grenzschicht zwischen Epi- und Bufferlayer reduziert. Diese Defekte können schon bei der Herstellung der Wafer auftreten. Durch späteres Ausheizen haben sich die Eigenschaften des Kristalls bei der Photoemission nicht verändert. Somit wurde der Abbau des Strain sicherlich nicht durch das thermische Reinigen der Proben hervorgerufen.

#### 6.4.1 Strained GaAs der Firma Spire

Ein anderer uniaxial deformierter GaAs-Kristall wurde von der Firma Spire hergestellt [SPI]. Eine erste Anwendung von uniaxial deformierten Schichten an einem Beschleuniger ist 1993 mit diesem Kristalltyp am SLAC<sup>1</sup> gelungen [Kla94]. Der Epilayer ist 100 nm dick. Der Bufferlayer ist eine GaAs<sub>0.72</sub>P<sub>0.28</sub>–Schicht. Es liegt also prinzipiell der Aufbau der Kathode X-1533 vor, nur die 10 Multischichten(SL)-Paare fehlen.



Abbildung 6.29: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y des Spire-Kristalls; bei der Wellenlänge  $\lambda = 845 nm$  ist  $P_{max} = (68 \pm 1)\%$  und  $Y = 1.5 \cdot 10^{-3}$  bzw. bei der Wellenlänge  $\lambda = 855 nm$  ist  $P_{max} = (71 \pm 1)\%$  und  $Y = 4 \cdot 10^{-5}$ 

Es wurden von einem 1–Zoll–Wafer ein Rand- und ein Mittelstück untersucht. Abbildung 6.29 zeigt von jedem der beiden Stücke ein Spektrum. Bei einer Energie von  $1.45 \ eV$  ( $855 \ nm$ ) variiert das Maximum der Spinpolarisation zwischen 64% und 71% und die Quantenausbeute erreicht in der Regel Werte von  $2 - 6 \cdot 10^{-4}$  (Tab.B.1).

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Stanford Linear Accelerator Center, Stanford CA, USA

Wie bei den meisten anderen Kristallen ist auch hier die im Polarisationsspektrum ablesbare Gap-Energie kleiner als nach den Angaben zur Zusammensetzung berechnet. Mit einer Gap-Energie von  $E_g^{def} = 1.451 \, eV$  (854.6 nm) des Epilayers ergibt sich der tatsächliche Phosphorgehalt im Buffer zu y = 0.17. Das entspricht einem lattice mismatch  $\Delta a = 0.607\%$  mit einer daraus resultierenden Aufspaltung  $\delta E = 39.56 \, meV$ .

Der Kristall ist trotz der fehlenden stabilisierenden Multischichten thermisch stabil. Die Schwankungen des Maximums der Spinpolarisation sind nicht mit der Ausheiztemperatur korreliert. Somit scheint hier die einfache Struktur des Spire-Kristalls besser als Photokathode zur Gewinnung spinpolarisierter Elektronen geeignet zu sein als die GaAs-Proben aus St. Petersburg.

### 6.4.2 Strained GaAs mit DBR aus Nagoya

Ein uniaxial deformierter GaAs–Kristall mit einer zusätzlichen Besonderheit ist der DBR#1. Der Aufbau dieses Halbleiters ist so konstruiert, daß ein Nachteil der dünnen Schichten kompensiert werden soll: Die Absorptionslänge für das eingestrahlte Licht ist deutlich größer als die Dicke des Epilayers. Dieser Kristall besitzt deshalb unter dem Bufferlayer einen Distributed Bragg Reflector (DBR), der nichtabsorbiertes Licht zum Epilayer zurückreflektiert. Mit der Oberfläche der Kathode entsteht somit ein optischer Resonator, in dem das Licht mehrmals den Epilayer durchläuft. Dadurch wird das Licht effektiver in der deformierten Schicht zur Photoelektronenproduktion genutzt. Dieses Prinzip zur Steigerung der Quantenausbeute in einem begrenzten Wellenlängenbereich wurde zuerst in [SKN<sup>+</sup>93] veröffentlicht.

Den Aufbau einer solchen Kathode zeigt Abbildung 6.30. Der GaAs–Epilayer ist 140 nm dick, aufgebracht auf einem GaAs<sub>0.88</sub>P<sub>0.12</sub>–Buffer. Aus der Theorie ergeben sich dann folgende Werte:  $E_g^{def} = 1.443 \ eV$  (859.4 nm),  $\delta E = 27.92 \ meV$ ,  $\Delta a = 0.429\%$ .

Eine Kathode mit DBR wurde mehrmals ausgeheizt (Anhang B). Bei einer Ausheiztemperatur von  $650^{\circ}C$  war die Struktur der Probe zerstört, was der starke Verlust an Spinpolarisation und Quantenausbeute beweist. Zwei der gemessenen Spektren zeigt Abbildung 6.31. Der Bereich des Polarisationsmaximums ist in Abbildung 6.32 vergrößert. Man erkennt deutlich am Verlauf der Quantenausbeute den Einfluß des DBR. Die Minima und Maxima der beiden Quantenausbeutekurven liegen nicht bei derselben Wellenlänge, sondern sind um etwa 5 nm gegeneinander verschoben. Im Bereich der höchsten Polarisationswerte durchläuft die Quantenausbeutekurve drei Maxima. Bei beiden hier gezeigten Messungen liegt das Maximum der Spinpolarisation in einem lokalen Minimum der Quantenausbeute. Allerdings ist die Polarisation bei den Maxima der Quantenausbeutekurven wenig gesunken, so daß man z.B. bei  $E_g^{def} = 1.443 \ eV \ (859 \ nm)$  eine Quantenausbeute von  $Y = 2 \cdot 10^{-3}$  mit einer Spinpolarisation von P = 60% erreicht. Die Polarisationsmaxima liegen bei  $1.423 \ eV \ (871 \ nm)$ bzw.  $1.433 \ eV \ (865 \ nm)$ , nahe der theoretischen Gap-Energie. Die berechnete Aufspaltung  $\delta E = 27.92 \ meV$  wird bei dieser Probe leicht überschritten.



Abbildung 6.30: Struktur von Nagoya DBR#1

Daß die relativen Maxima und Minima der Quantenausbeutekurven nicht immer bei derselben Wellenlänge zu finden sind, könnte an der Änderung der DBR– Resonatorlänge liegen: Die Schichtdicken der DBR–Struktur sind über ihre Ausdehnung parallel zur Oberfläche des Kristalls nicht konstant, so daß bei der Versetzung des Emissionsspots die Resonatorlänge variiert. Zusätzlich wird mit jedem Ausheizen durch die Temperaturänderung der Resonator so beeinflußt, daß zufällige<sup>2</sup> Abweichungen auftreten können.

Die absoluten Werte der Quantenausbeute im Polarisationsmaximum sind nicht besser als bei den meisten anderen GaAs–Kathoden. So hilft auch die relative Verstärkung der Quantenausbeute nicht, Werte im Bereich von über  $Y = 2 \cdot 10^{-3}$  zu erhalten. Auch das Maximum der Spinpolarisation mit weniger als 70% läßt einen Einsatz eines Kristalls mit DBR–Struktur als Kathode in einer Quelle für polarisierte Elektronen unwahrscheinlich erscheinen. Aber prinzipiell sollte aufgrund der möglichen Erhöhung der Quantenausbeute im Polarisationsmaximum um einen Faktor 2 [Dre96] die Entwicklung auf dem Gebiet der Kathoden mit DBR beobachtet werden.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>systematische Effekte wurden nicht beobachtet



Abbildung 6.31: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von DBR 1; bei der Wellenlänge  $\lambda = 871 nm$  ist  $P_{max} = (66 \pm 1)\%$  und  $Y = 5.9 \cdot 10^{-5}$  bzw. bei der Wellenlänge  $\lambda = 865 nm$  ist  $P_{max} = (65 \pm 1)\%$  und  $Y = 5.1 \cdot 10^{-4}$ 



Abbildung 6.32: Ausschnitt aus Abbildung 6.31: Die obere Quantenausbeutekurve hat ein Mimimum bei  $\lambda = 865 nm$ , die untere bei  $\lambda = 869 nm$ , jeweils im Polarisationsmaximum.

# **6.5** Strained $In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y$

Neben der Entwicklung von  $GaAs_{1-y}P_y$ –Kathoden wurden auch  $In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y$ – Kristalle [ABPT94, DPR<sup>+</sup>96] getestet (Tab.A.2). Diese wurden hergestellt im Institut für Halbleiterphysik, Novosibirsk, Rußland [NSK].

Die stöchiometrische Zusammensetzung der Proben ist im Detail unbekannt. Deshalb lassen sich die vom Hersteller gegebenen Werte für die Gap-Energie  $E_g^{def}$  und die Aufspaltung  $\delta E$  nicht überprüfen. Das Zurückrechnen von diesen Angaben zu den Anteilen der vier Komponenten ist nicht möglich, weil  $In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y$ -Kristalle mit unterschiedlichen Anteilen (x,y) dieselbe Gap-Energie haben können [Plü94, Sch95].

Aus der Vielzahl der getesteten Kathoden sind nur wenige hervorzuheben, die eventuell für den Einsatz an der Quelle polarisierter Elektronen am MAMI geeignet wären. Alle Kristalle haben einen denkbar einfachen Aufbau. Der Epilayer ist entweder direkt auf dem GaAs–Substrat aufgebracht, oder zwischen beiden befindet sich ein Buffer mit einer Gap-Energie größer als die des Epilayers ( $E_g > E_g^{def}$ ). Alle  $\ln_{1-x}$ Ga<sub>x</sub>As<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>– Kristalle haben eine Zn–Dotierung im Bereich  $1 - 5 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ .

Die erste Probe, die an Polarisationsgrade von 65% heranreicht, ist der Kristall GM 44.2h. Der 120 nm dicke Epilayer soll eine Gap-Energie von  $E_g^{def} = 1.671 eV$  haben. Der Buffer (500 nm) hat eine Gap-Energie von  $E_g = 1.87 eV$ .



Abbildung 6.33: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von GM 44; bei der Wellenlänge  $\lambda = 765 nm$  ist  $P_{max} = (62 \pm 1)\%$  und  $Y = 2 \cdot 10^{-3}$  bzw.  $P_{max} = (65 \pm 1)\%$  und  $Y = 2 \cdot 10^{-3}$ 



Abbildung 6.34: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von GM 46; bei der Wellenlänge  $\lambda = 755 nm$  ist  $P_{max} = (67 \pm 1)\%$  und  $Y = 3 \cdot 10^{-3}$  bzw.  $P_{max} = (66 \pm 1)\%$  und  $Y = 2 \cdot 10^{-3}$ 



Abbildung 6.35: Spektrum der Polarisation und Quantenausbeute Y von GM 50; bei der Wellenlänge  $\lambda = 765 nm$  ist  $P_{max} = (68 \pm 1)\%$  und  $Y = 9 \cdot 10^{-4}$  bzw.  $P_{max} = (69 \pm 1)\%$  und  $Y = 5 \cdot 10^{-4}$ 

#### 6.5. STRAINED INGAASP

Das Polarisationsmaximum mit  $P = (65 \pm 1)\%$  liegt bei 1.621 eV (765 nm) mit einer Quantenausbeute von  $Y = 2 \cdot 10^{-3}$  (Abb.6.33). Im Bereich der Gap-Energie des Buffers (1.87 eV) zeigt die Quantenausbeutekurve eine leichte Stufe und die Spinpolarisation ein lokales Maximum. Hier werden zusätzliche Elektronen aus dem Buffer emittiert.

Der Kristall GM 46.1h besitzt einen 90 nm dicken Epilayer ( $E_g^{def} = 1.669 eV$ ) und keinen Bufferlayer. Die Polarisation hat ihr Maximum mit  $P = (67 \pm 1)\%$  bei 1.642 eV (755 nm) (Abb.6.34). Die Quantenausbeute erreicht hier  $Y = 3 \cdot 10^{-3}$ . Oberhalb von 1.75 eV durchläuft die Spinpolarisation ein breites lokales Maximum. Da sich bei diesem Kristall das GaAs–Substrat (mit  $E_g = 1.42 eV$ ) direkt unter dem Epilayer befindet, wird das gesamte Polarisationsspektrum durch Elektronen gestört, die aus dem Substrat emittiert werden.

Die Kathode GM 50.1h ist ein 100 nm dicker Epilayer ( $E_g^{def} = 1.662 eV$ ) auf einem Buffer mit  $E_g = 1.87 eV$ . Das Polarisationsmaximum  $P = (69 \pm 1)\%$  liegt bei 1.621 eV (765 nm) (Abb.6.35). Die Quantenausbeute bei dieser Energie schwankt im Bereich  $5 - 9 \cdot 10^{-4}$ . Wieder werden Elektronen aus dem Buffer emittiert, denn bei der Gap-Energie des Buffers zeigt die Quantenausbeute eine Stufe und die Spinpolarisation hat ein lokales Maximum mit fast 44%.

Gerade bei der Kathode GM 46.1h mit dem dünnsten Epilayer wäre ein Buffer angebracht gewesen, weil dann eventuell Polarisationsgrade von über 70% erreicht worden wären. So liegen alle Polarisationsmaxima unter 70%, weshalb keine der  $In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y$ -Kathoden an der Quelle polarisierter Elektronen zum Einsatz kommt. Da keine weiteren Informationen zur Zusammensetzung und zum Strain vorliegen, läßt sich hier schwer ein Verbesserungsvorschlag anbringen. Auf alle Fälle sollten die Kathoden immer einen Bufferlayer erhalten, damit nicht Elektronen aus dem GaAs-Substrat emittiert werden und somit das Polarisationsmaximum beeinflussen. Der Übergang zu Epilayern mit einer Dicke unter 100 nm führt sicher zu höherer Spinpolarisation. Allerdings muß von Herstellerseite her sichergestellt werden, daß sich die Zusammensetzung innerhalb des Epilayers nicht ändert und der Strain der dünnen Schicht ausreichend groß ist, ohne zu relaxieren.

## 6.6 Ergänzende Oberflächenuntersuchung

Mittels der Photoemissions-Elektronenmikroskopie konnten Oberflächenbilder zweier Kristalle aufgenommen werden. Man erhält primär ein Bild der Emissionsstromdichte, d.h. man sieht die Quantenausbeuteverteilung auf der Oberfläche, die wiederum Rückschlüsse auf die Oberflächenstruktur zuläßt [MPK<sup>+</sup>94]. Dank der freundlichen Unterstützung von G. MARX, in dessen Dissertation [Mar98] mehrere Aufnahmen dieser Kathoden ausgewertet sind, kann gezeigt werden, wie unterschiedlich die Oberflächen der beiden Kathoden X-1300 und X-1904 sind. Abbildung 6.36 zeigt von jeder Kathode einen Ausschnitt von der Oberfläche.

Es wird bestätigt, was in Abschnitt 6.2.3 zu der Oberfläche der Kristalle X-1901, X-1902 ud X-1904 angedeutet wurde. Die Oberfläche der Kathode X-1904 ist sehr viel stärker zerklüftet, als das normalerweise der Fall ist. Der Kristall X-1904 wurde nur bis  $580^{\circ}C$  ausgeheizt, der X-1300 dagegen bis  $660^{\circ}C$ . Aber auch die Oberfläche der Probe X-1300 zeigt Furchen entlang der Spaltebenen. An den entstehenden Kanten ist der Strain des Kristalls relaxiert, so daß nur in den dazwischenliegenden Gebieten die uniaxiale Deformation aufrecht erhalten wird. Somit wird beim Beleuchten der Kathode auf einer  $3 mm^2$  großen Fläche die Spinpolarisation der emittierten Elektronen gemittelt. Sie setzt sich zusammen aus Anteilen mit hoher Spinpolarisation (aus den intakten Gebieten) und aus Anteilen mit Polarisationsgraden unter 50% (aus den Gebieten ohne Strain). Da die Kathode X-1300 erst nach Ausheizen bei 660°C eine Spinpolarisation deutlich unter den vorher erreichten 70% zeigte (Tab.B.1), kann man daraus schließen, daß die Spuren der Relaxation durch die thermische Einwirkung verstärkt wurden oder sogar erst durch diese entstanden sind. Oberflächenuntersuchungen an einer neuen, vorher nicht ausgeheizten Kathode konnten bisher nicht vorgenommen werden.



Abbildung 6.36: Oberfläche von X-1300 (links) und X-1904 (rechts); aus [Mar98]
#### **Kapitel 7**

## Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, verschiedene III-V–Halbleiterheterostrukturen auf ihre Eignung als Kathodenmaterial für die Quelle spinpolariserter Elektronen am MAMI zu testen und weiterzuentwickeln.

Dazu wurden an einer vorhandenen Apparatur zur Analyse von Spinpolarisation und Quantenausbeute zahlreiche Messungen an verschiedenen Typen uniaxial deformierter GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>-Kristalle durchgeführt. An GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>-Kathoden mit Polarisationsgraden von über 65% im photoemittierten Elektronenstrahl wurden verschiedene Variationen am Kristallaufbau vorgenommen, um systematische Abhängigkeiten der Spinpolarisation von einzelnen Parametern der Struktur zu ermitteln. So konnte für uniaxial deformierte GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>-Kathoden erstmals gezeigt werden, daß die Abnahme der Epilayerdicke die Polarisationsgrade im emittierten Elektronenensemble erhöht. Durch Variationen der Gitterfehlanpassung an dünnen GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>-Schichten zeigte sich, daß bei einem lattice mismatch von über 0.9% der Strain in der dünnen Schicht oft durch Versetzungen und Gitterfehlstellen verlorengeht.

Es wurde auch offensichtlich, daß die Qualität der Kristalle bezüglich Spinpolarisation und Quantenausbeute, bedingt durch den Herstellungsprozeß, stark schwankt. Dies ist gerade dann ein Problem, wenn bei einem kontinuierlichen Einsatz an einer Quelle für spinpolarisierte Elektronen eine Vielzahl von Kathoden mit gleichbleibender Qualität benötigt wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die höchste Spinpolarisation mit  $P = (76 \pm 1)\%$  an einer dünnen GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>-Schicht (y < 0.04) gemessen. Die Werte der Quantenausbeute lagen im Bereich  $10^{-3}$ . Kristalle dieses Typs werden in der Quelle spinpolarisierter Elektronen am MAMI eingesetzt. Die Kathoden X-1300 und X-1302 haben dort die besten Resultate bezüglich der Spinpolarisation der photoemittierten Elektronen erzielt. Derzeit werden Spinpolarisationsmaxima im Bereich 70-80% bei Quantenausbeuten bis zu  $2 \cdot 10^{-3}$  gemessen [Ste98b].

Zum Vergleich wurden dünne uniaxial deformierte GaAs–Schichten untersucht. Polarisationsgrade von 70% bei Quantenausbeuten im Bereich  $10^{-3}$  konnten bei einer Spire-Kathode nachgewiesen werden. Die Reproduktion des gleichen Kristalltyps durch das loffé-Institut in St. Petersburg lieferte nicht die gleichen Ergebnisse. Trotzdem sollte an der Entwicklung dieser GaAs–Kathoden festgehalten werden.

Bei zusätzlich untersuchten uniaxial deformierten  $In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y$ –Kristallen zeigten die emittierten Elektronen Polarisationsgrade von maximal 69%. Durch geeignetere Bufferlayer ließe sich bei diesen Kathoden die Spinpolarisation eventuell noch erhöhen.

Die durch die Untersuchungen an unterschiedlichen III-V–Halbleiterheterostrukturen gewonnenen Erkenntnisse führen zu dem Schluß, daß die komplexen  $GaAs_{1-y}P_{y}$ –Strukturen zwar die besten Resultate bezüglich Spinpolarisation liefern, aber diese komplizierten Aufbauten nicht beliebig oft in gleicher Qualität zu reproduzieren sind. Es erscheint dennoch am sinnvollsten, an der Entwicklung uniaxial deformierter  $GaAs_{1-y}P_y$ –Kristalle (mit  $0 \le y < 0.05$ ) festzuhalten. Hierbei sollte der Test von Schichtdicken des Epilayers kleiner als 100 nm der nächste Schritt sein.

#### 7.1 Ausblick

Abgesehen von der Deformation dünner  $GaAs_{1-y}P_y$ -Schichten gibt es noch zwei weitere Konzepte, um aus Halbleitermaterialien mit Zinkblendestruktur durch Reduzierung der Symmetrie Spinpolarisationsgrade von über 50% im photoemittierten Elektronenensemble zu erzeugen.

Chalkopyrite haben eine tetragonale Gittersymmetrie. Die Elementarzelle des tetragonalen Gitters entspricht einer verdoppelten kubischen Elementarzelle des Zinkblendegitters. So besitzen Chalkopyrite eine Bandstruktur, bei der die Entartung der oberen Valenzbandzustände teilweise aufgehoben ist, ohne daß eine uniaxiale Deformation von außen aufgezwungen wird. Der Vorteil liegt darin, daß keine dünnen Schichten notwendig sind, sondern die ganze Tiefe des Kristalls für die Absorption des Lichtes genutzt werden kann. Jedoch hat sich im Experiment gezeigt, daß die Handhabung dieser Kathoden schwierig ist und die Spinpolarisation der emittierten Elektronen unter 10% liegt [Dre96]. Deshalb werden die Untersuchungen an Chalkopyriten nicht weiter verfolgt.

Superlattice-Strukturen bestehen aus zwei verschiedenen Halbleitermaterialien, die in Zinkblendestruktur kristallisieren, unterschiedliche Gap-Energie besitzen und in Form sehr dünner Schichten (wenige nm) alternierend in bis zu 20 Paaren auf ein Substrat aufgebracht sind. Die dünnen Schichten sind entweder in ihren Gitterkonstanten aneinander angepaßt oder weisen eine zusätzliche uniaxiale Deformation auf, welche die Aufspaltung des oberen Valenzbandes zusätzlich vergrößert. Bei Superlattice-Strukturen mit angepaßten Gitterkonstanten konnte eine Spinpolarisation bis 56% mit Quantenausbeuten bis 1.1%, bei Superlattice-Kathoden mit deformierten Schichten eine maximale Spinpolarisation von 70% ( $Y = 1.1 \cdot 10^{-4}$ ) gemessen werden [Dre96].

An der von P. HARTMANN [Har97] aufgebauten gepulsten Quelle polarisierter Elektronen werden zur Zeit von J. SCHULER im Rahmen einer Dissertation [Sch99] weitere deformierte Superlattice-Strukturen untersucht. Dort können ultrakurze Elektronenpulse hinsichtlich der Spinpolarisation zeitaufgelöst mit einer Genauigkeit von 2.5 ps vermessen werden. In neuesten Messungen werden Polarisationsgrade von über 80% erreicht [Sch98].

Somit bieten neben dünnen uniaxial deformierten  $GaAs_{1-y}P_y$ -Schichten die Superlattice-Strukturen ein vielversprechendes Konzept, um Elektronenstrahlen mit hoher Spinpolarisation durch Photoemission aus Halbleiterkathoden zu erhalten.

#### Anhang A

# Kristalltypen

Die beiden foldenden Tabellen geben eine Übersicht über die Typen an III-V-Halbleitern, die in die Untersuchungen mit einbezogen wurden. Alle eingetragenen Daten entsprechen Herstellerangaben; bei leeren Zellen fehlen diese.

In der ersten Spalte steht der Name, gegeben vom Hersteller, in der zweiten die Zusammensetzung der emittierenden Schicht (Epilayer) und eventuell der darunterliegenden Schicht (Bufferlayer). (s) steht für deformierte (strained), (us) für nicht deformierte (unstrained) Schichten. Die stöchiometrische Zusammensetzung der In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>-Kristalle in Tabelle A.2 ist, wenn nicht explizit angegeben, unbekannt. Die dritte bzw. vierte Spalte zeigen die Werte für die Gap-Energie bzw. die Aufspaltung des oberen Valenzbandes bei deformierten Kristallen. Ungestreßte Kristalle haben keine Aufspaltung  $\Delta E$ . Es schließt sich die Spalte mit den Angaben zur Dicke des Epilayers an. Die letzte Spalte gibt die Größe der Dotierung an. Ein "g" in dieser Spalte steht für einen Gradienten in der Dotierung von einem kleineren bis zum angegebenen Wert.

Die ersten 13 Typen in Tabelle A.2 waren Hauptbestandteil meiner Diplomarbeit [Sch95]. Die Spektren der Polarisation und Quantenausbeute dieser Kristalle sind dort abgebildet.

Name	Zusammensetzung	$E_g$ [eV]	$\delta E$ [meV]	d [nm]	$\left[\frac{10^{18}}{cm^3}\right]$
X-955-1	$GaAsP_{0.26}$ (GaAsP <sub>0.58</sub> )	1.798	72.5	140	2-3
X-956-1	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.32</sub> )	1.527	62.5	140	2-3
X-957-1	$GaAsP_{0.05}$ ( $GaAsP_{0.32}$ )	1.527	62.5	120	10 g
X-1108	$GaAsP_{0.4}$ (us)	1.927	-	1500	10 g
X-1109	$GaAsP_{0.4}$ (GaAsP_{0.6})	1.962	44.6	150	10 g
X-1111	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )	1.523	57.9	150	10 g
X-1114	$GaAsP_{0.4}$ (us)	1.927	_	1500	90-100
X-1115	$GaAsP_{0.4}$ (us)	1.927	_	1500	10 g
X-1208	GaAsP <sub>0.38</sub> (us)	1.9	_	600	7-8 g
X-1209	GaAsP <sub>0.38</sub> (us)	1.9	_	600	7-8 g
X-1210	GaAsP <sub>0.38</sub> (us)	1.9	—	700	7-8 g
X-1233	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )	1.523	57.9	150	10 g
X-1298	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )	1.523	57.9	150	10 g
X-1300	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )	1.523	57.9	150	10 g
X-1301	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )	1.523	57.9	150	10 g
X-1302	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )	1.523	57.9	150	10 g
X-1321	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )	1.523	57.9	150	10 g
X-1322	$GaAsP_{0.4}$ (GaAsP <sub>0.65</sub> )	1.971	55.8	150	10 g
X-1347	GaAsP <sub>0.08</sub> (GaAsP <sub>0.32</sub> )	1.558	55.4	140	10 g
X-1348	$GaAsP_{0.4}$ (GaAsP <sub>0.63</sub> )	1.968	51.3	140	10 g
X-1349	$GaAsP_{0.4}$ (GaAsP_{0.65})	1.971	55.8	140	10 g
X-1380	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )	1.523	57.9	150	10 g
X-1384	GaAs (GaAsP <sub>0.28</sub> )	1.469	65.2	130	3
X-1533	GaAs (GaAsP <sub>0.28</sub> )	1.469	65.2	130	3
X-1535	GaAs (GaAsP <sub>0.28</sub> )	1.469	65.2	130	0/3
X-1617	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )			200	5 g
X-1618	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )			300	5
X-1619	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )			200	5
X-1620	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )			100	5
X-1621	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )			110	5
X-1622	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )			110	5
X-1762	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.25</sub> )			110	5
X-1763	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.35</sub> )			110	5
X-1764	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.4</sub> )			110	5
X-1765	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )			110	5
X-1886	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )			120	0.5
X-1887	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )			120	1
X-1889	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )			120	5
X-1901	GaAsP <sub>0.05</sub> (GaAsP <sub>0.3</sub> )			120	0.75
X-1902	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )			120	0.1
X-1904	$GaAsP_{0.05}$ (GaAsP <sub>0.3</sub> )			120	0.1

Tabelle A.1: Zusammensetzung der Kristalle aus St. Petersburg

Name	Zusammensetzung	$E_g$ [eV]	$\delta E$ [meV]	d [nm]	$\left[\frac{10^{18}}{cm^3}\right]$
M17.2b	InGaAsP (s)	1.505	37	100-200	1
M23.1b	InGaAsP (s) buffer	1.6	45	100-200	1
M23.2h	InGaAsP (s) buffer	1.49	39	100-200	1
M25.1h	InGaAsP (s)	1.6	40	100-200	1
M26.1b	InGaAsP (s) buffer	1.6	40	100-200	5
M26.2b	InGaAsP (s) buffer	1.5	40	100-200	5
M31.2h	InGaAsP (s) buffer	1.45	42	100	1
D38.3hs	$In_{0.5}Ga_{0.5}P$ (us)	1.87	_	600	5
BC46hs	$InGa_{0.51}AsP_{0.97}$ (us)	1.89	—	500	8
BC47hs	$In_{0.49}Ga_{0.51}As_{0.03}P_{0.97}$ (us)	1.89	_	600	8
BC50hs	$In_{0.49}Ga_{0.51}As_{0.03}P_{0.97}$ (us)	1.89	_	500	8
G20.2b	InGaAsP (s) buffer	1.43	40	100	5
G24.1b	InGaAsP (s) buffer	1.43		100	4
GM18.1b	InGaAsP (s)	1.66		150	1
GM40.1b	InGaAsP (s) buffer	1.67	40	150	1
GM44.2h	InGaAsP (s) buffer	1.67	37	120	1
GM45.2b	InGaAsP (s)	1.68	37	100	5
GM46.1h	InGaAsP (s)	1.67	36	90	5
GM46.2h	InGaAsP (s)	1.69	33	90	5
GM50.1h	InGaAsP (s) buffer	1.66	46	100	5
GM51.2b	InGaAsP (s)	1.66	37	100	5
YGM56.1h	InGaAsP (s)	1.81	30	100	1
YGM56.2h	InGaAsP (s)	1.81	30	100	1
YGM56.3b	InGaAsP (s)	1.80	30	100	5
Y55.1	InGaAsP (s)	1.75		150	
MD4.2b	InGaP (us)	1.86	-	700	5
MD5.3b	InGaP (us)	1.87	_	600	5
MD6.1h	InGaP (us)	1.86	_	600	5
MD7.2h	InGaP (s)	1.84	27	100	5
MD16.2h	InGaAsP (s) buffer	1.5	40	100	5
Monsanto2	GaAsP <sub>0.35</sub> (us)	1.86	_		
S1, S2	GaAsP (us)		_		
SLAC#8, #9	GaAs (us)		_	100	
Stefan#1	GaAsP (us)		_	2000	
DBR#1	GaAs (s)			140	
Spire#1, #3	GaAs (GaAs $P_{0.28}$ ) (s)	1.472	69.8	100	
McGrease	GaAs (GaAs $P_{0.3?}$ ) (s)				

Tabelle A.2: Zusammensetzung der übrigen Kristalle

### Anhang B

# Messungen der Kristalle

Die hier gezeigte Tabelle listet alle Messungen auf, die von mir an III-V– Halbleiterkathoden durchgeführt wurden. In der ersten Spalte steht der Name der Kristalle, in der zweiten die Quantenausbeute  $Y_{632}$  bei HeNe, in der dritten die maximale Spinpolarisation P, in der vierten die Wellenlänge  $\lambda$  des Polarisationsmaximums, in der fünften die dazu gehörende Quantenausbeute  $Y_P$ , in der sechsten die Ausheiztemperatur T und in der siebten das Datum der Messung für protokollarische Zwecke. Die Eintragung "k.M." steht für "keine Messung". Diese Liste ist auch zur Zeit der Veröffentlichung dieser Dissertation im WWW einzusehen unter: http://www.uni-mainz.de/FB/Physik/ATOS/Arbeiten/Schemies/Kristalle/kristtab.html

Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	<b>Y</b> <sub>P</sub> <b>[%]</b>	$T[^{\circ}C]$	Datum
MAMI-Ref.	0.6	31.1±0.9	675		600	26.9.94
M23.1b		33.8±1.0	790	k.M.	580	28.9.94
M26.2b		51.2±1.2	840	k.M.	600	29.9.94
M26.2b	2.08	50.7±1.7	845	0.005	500	30.9.94
Monsanto M2		<25				5.10.94
S1	0.2	11.1±1.5	655	k.M.	520	6.10.94
S2	1.0	21.0±1.3	632	k.M.	580	7.10.94
SLAC#8	0				580	12.10.94
Stefan#1	0.95	19.8±1.0	695	k.M.	580	13.10.94
DBR#1	1.6	65.9±0.8	871	0.0059	400	14.10.94
DBR#1	2.36	64.8±0.8	865	0.009	500	19.10.94
DBR#1	2.5	65.8±0.9	865	0.028	550	24.10.94
DBR#1	4.4	64.6±0.8	865	0.051	580	25.10.94
DBR#1	4.4	k.M.			600	26.10.94
DBR#1	5.3	65.3±1.3	881	0.01	600	27.10.94
DBR#1	0.24	26.5±1.1	705	0.029	650	28.10.94
SLAC#9	1.24	33.8±0.8	835	0.016	500	4.11.94
SLAC#9	2.6	38.1±1.0	845	0.225	580	7.11.94
			I	Fortsetzung	auf der nä	ichsten Seite

Fortsetzung der vorhergehenden Seite						
Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	<b>Y</b> <sub>P</sub> <b>[%]</b>	$T[^{\circ}C]$	Datum
SLAC#9	5.7	36.5±1.0	865	0.4	600	9.11.94
SLAC#9	3.8	37.3±0.9	845	0.2	20h	10.11.94
MAMI-Ref.	0.27	32.8±1.0	685		580	11.11.94
X-1115	0.48	9.4±1.7	655	0.061	580	15.11.94
X-1115	0.41	8.7±1.4	635	0.38	600	17.11.94
MAMI-Ref.	0.16	34.2±1.3	685		600	18.11.94
X-1111	5.66	66.1±0.9	830	0.223	550	21.11.94
X-1111	5.66	66.2±0.9	830	0.231	20h	22.11.94
X-1111	5.0	68.3±0.9	835	0.165	600	22.11.94
X-1109	0.57	58.1±1.8	700	0.024	550	23.11.94
X-1109	0.68	48.6±1.0	695	0.029	600	24.11.94
X-956-1	0.28	66.2±0.9	825	0.0031	500	25.11.94
X-956-1	0	2×55	0°C und	1×580°C	2	28.11.94
X-956-1	2.9	70.2±1.0	815	0.196	580	29.11.94
X-956-1	3.9	67.4±1.1	815	0.223	600	30.11.94
X-956-1	0.51	48.4±1.4	805	0.018	24h	1.12.94
X-956-1	6.0	k.M.			580	5.12.94
X-956-1	2.9	62.2±1.0	815	0.133	24h	6.12.94
X-956-1	0.11	$T_{life} = 38'$	803	<b>15</b> μA	580	7.12.94
X-957	0				600	12.12.94
X-955-1	0.67	41.2±1.1	705	0.35	550	13.12.94
X-955-1	0.67	6.8±1.2	685	0.322	580	14.12.94
K-700-1	0.69	24.3±1.3	833	0.083	540	15.12.94
K-700-1	1.64	45.8±1.0	841	0.112	550	16.12.94
K-700-1	2.54	14.2±1.2	885	0.022	560	19.12.94
K-700-1	2.0	15.0±1.0	825	0.395	580	20.12.94
K-700-1	1.38	26.0±1.1	829	0.515	600	21.12.94
K-700-1	1.15	16.7±1.3	845	0.113	620	22.12.94
X-1210	0.2	5.6±1.5	665	k.M.	580	29.12.94
X-1210	0.13	k.M.			600	2.1.95
X-1210	0.21	3.9±1.8	665	0.02	600	3.1.95
X-1209	0.76	2.6±1.6	665	0.17	550	4.1.95
X-1209	0.5	12.5±1.7	665	0.055	580	5.1.95
X-1209	0.5	5.8±1.7	665	0.113	600	6.1.95
MAMI-Ref.	1.2	28.8±1.1	675		580	9.1.95
X-1209	0.25	20.8±1.0	665	0.068	600	10.1.95
X-1208	0.6	13.4±1.0	635	0.573	560	11.1.95
X-1208	0.27	12.5±1.1	625	0.284	580	11.1.95
X-1208	0.26	14.6±1.1	645	k.M.	600	12.1.95
D38.3hs	3.5	46.9±1.0	675	0.55	540	13.1.95
D38.3hs	4.0	49.3±0.9	675	0.68	580	16.1.95
X-1210	0.18	26.9±1.0	655	0.1	580	17.1.95
			F	Fortsetzung	auf der nä	ichsten Seite

Fortsetzung der vorhergehenden Seite						
Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	<b>Y</b> <sub>P</sub> <b>[%]</b>	$T[^{\circ}C]$	Datum
BC47hs	3.4	37.1±1.0	675	0.24	540	19.1.95
BC47hs	5.8	38.3±1.0	675	0.333	580	19.1.95
BC47hs	4.4	36.2±1.0	675	0.192	600	20.1.95
M25.1h	8.56	65.7±0.9	795	0.068	540	23.1.95
M25.1h	2.72	63.8±0.9	785	0.078	560	24.1.95
M31.2h	1.32	24.7±1.1	865	0.039	520	25.1.95
M31.2h	3.22	29.0±1.4	855	0.413	540	26.1.95
M31.2h	3.36	28.7±1.1	855	0.506	560	26.1.95
M17.2b	2.27	63.6±0.9	835	0.078	540	27.1.95
M17.2b	1.79	64.0±1.0	830	0.10	560	30.1.95
M23.2h	1.40	19.3±1.3	835	0.076	540	31.1.95
M23.2h	5.96	35.9±1.0	835	0.558	560	1.2.95
M26.1b	5.66	49.0±1.1	815	0.039	540	2.2.95
M26.1b	4.46	51.6±1.0	815	0.016	560	3.2.95
G24.1b	3.56	54.1±0.9	875	0.053	540	7.2.95
G24.1b	9.86	52.6±1.0	895	0.037	560	8.2.95
G24.1b	8.72	52.1±1.0	895	0.030	580	8.2.95
G20.2b	5.36	31.4±1.1	875	0.288	540	9.2.95
G20.2b	5.95	31.4±1.0	865	0.564	560	10.2.95
G20.2b	4.06	32.4±1.0	875	0.262	580	10.2.95
Y55.1	5.35	58.0±1.0	690	0.24	540	14.2.95
Y55.1	5.0	57.3±1.0	690	0.24	560	14.2.95
X-1233	4.2	68.9±1.0	845	0.046	540	15.2.95
X-1233	2.87	k.M.	845	0.014	21h	16.2.95
X-1233	3.5	71.9±0.9	830	0.175	560	16.2.95
X-1233	3.22	70.7±0.9	840	0.053	560	17.2.95
X-1233	4.74	69.6±1.0	830	0.244	580	20.2.95
X-1233	5.78	72.0±0.9	835	0.185	600	21.2.95
X-1233	3.48	k.M.	835	0.081	21h	22.2.95
X-1233	7.16	69.5±1.0	830	0.428	610	22.2.95
X-1233	5.86	k.M.	830	0.310	21h	23.2.95
X-1233	7.78	70.3±1.0	835	0.214	620	23.2.95
X-1233	6.8	70.7±1.0	835	0.147	630	28.2.95
X-1233	7.48	71.2±0.9	830	0.598	640	1.3.95
Spire 1	10.0	$67.8 \pm 1.0$	845	0.148	560	3.3.95
Spire 1	10.1	k.M.	845	0.101	67h	6.3.95
Spire 1	10.7	68.8±0.8	855	0.105	580	6.3.95
Spire 1	6.0	64.8±0.9	855	0.055	580	7.3.95
Spire 1	6.9	68.7±0.9	865	0.028	580	8.3.95
Spire 1	6.94	67.6±0.9	865	0.03	600	8.3.95
McGrease	0.79	61.4±0.9	885	0.005	540	10.3.95
McGrease	1.15	61.1±0.9	885	0.008	560	13.3.95
Fortsetzung auf der nächsten Seite						

Fortsetzung der vorhergehenden Seite							
Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	<b>Y</b> <sub>P</sub> [%]	$T[^{\circ}C]$	Datum	
McGrease	1.85	61.0±0.9	885	0.024	580	14.3.95	
McGrease	5.0	$60.4{\pm}0.9$	885	0.053	600	15.3.95	
McGrease	5.46	60.7±0.9	875	0.113	620	16.3.95	
McGrease	5.80	61.4±0.9	885	0.051	640	17.3.95	
McGrease	6.28	60.8±0.9	875	0.128	660	17.3.95	
McGrease	5.94	61.1±0.9	875	0.090	700	20.3.95	
McGrease	6.84	59.5±1.0	875	0.102	720	21.3.95	
Scarface	4.16	41.5±1.0	675	0.319	580	22.3.95	
BC46hs	3.88	39.5±1.0	665	1.13	580	23.3.95	
X-1301	4.82	67.8±1.0	835	0.066	560	13.4.95	
X-1301	4.80	70.8±0.9	835	0.076	600	18.4.95	
GM51.2b	3.8	58.3±1.0	765	0.21	540	4.5.95	
GM51.2b	2.74	56.7±1.0	765	0.14	560	4.5.95	
YGM56.1h	4.0	53.6±1.0	695	0.37	540	5.5.95	
YGM56.1h	3.6	55.0±0.9	695	0.27	560	8.5.95	
YGM56.1h	3.2	56.0±1.0	695	0.35	580	8.5.95	
2-375-1	1.46	45.5±2.0	865	k.M.	400	8.6.95	
2-375-1	2.1	38.7±1.9	865	k.M.	550	12.6.95	
2-375-1	3.04	41.3±1.8	865	0.006	600	13.6.95	
2-375-1	2.3	39.6±1.9	855	0.002	650	14.6.95	
2-375-2	2.2	49.3±1.8	865	0.0007	450	16.6.95	
2-375-2	2.4	46.5±1.4	855	0.008	500	19.6.95	
2-375-2	0.9	46.3±2.0	865	0.0009	550	20.6.95	
X-1111	k.M.	65.0±1.0	835	k.M.	600	21.6.95	
2-374-1	0.8	30.2±1.0	725	0.02	400	21.6.95	
2-374-1	1.4	32.9±1.0	715	0.3	450	22.6.95	
2-374-1	0.8	k.M.	k.M.	k.M.	500	22.6.95	
1-431-1	2.3	60.2±1.0	895	0.003	400	23.6.95	
1-431-1	2.7	64.3±1.0	895	0.006	450	26.6.95	
1-431-1	2.3	70.1±0.9	895	0.01	500	27.6.95	
1-431-1	0.6	k.M.	k.M.	k.M.	550	28.6.95	
1-431-1	0.4	k.M.	k.M.	k.M.	550	28.6.95	
1-431-1	1.6	66.0±1.0	895	0.008	600	28.6.95	
1-431-2	2.4	57.2±1.0	905	0.001	500	29.6.95	
1-431-2	2.7	69.5±0.9	925	0.005	500	30.6.95	
1-431-2	1.6	56.8±1.4	905	0.003	600	1.7.95	
1-431-2	1.4	57.0±2.0	915	0.002	620	2.7.95	
1-431-2	1.1	56.4±1.0	905	0.001	640	3.7.95	
1-431-2	1.1	56.4±1.0	905	0.001	660	4.7.95	
1-431-2	1.2	59.0±1.0	915	0.001	680	4.7.95	
1-431-2	1.3	59.8±1.1	915	0.001	700	5.7.95	
1-431-2	1.3	60.2±1.0	915	0.002	720	5.7.95	
	Fortsetzung auf der nächsten Seite						

Fortsetzung der vorhergehenden Seite						
Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	<b>Y</b> <sub>P</sub> <b>[%]</b>	$T[^{\circ}C]$	Datum
X-1321	0.7	57.9±1.0	815	0.016	600	6.7.95
X-1300	0.7	70.2±1.9	845	k.M.	610	14.12.95
X-1300	1.4	69.3±1.6	850	k.M.	620	14.12.95
X-1300	1.8	71.6±0.8	840	k.M.	630	15.12.95
X-1300	6.3	68.0±1.0	845	k.M.	640	18.12.95
X-1300	6.0	69.3±0.9	840	k.M.	650	19.12.95
X-1300	6.0	61.0±1.0	840	k.M.	660	20.12.95
X-1322	0.7	22.7±1.0	645	0.72	600	4.1.96
X-1322	1.9	21.1±1.0	635	1.8	610	5.1.96
X-1349	4.7	54.9±0.9	835	0.003	600	9.1.96
X-1349	4.7	47.6±0.9	735	0.281	600	9.1.96
X-1349	4.2	45.5±0.9	735	0.256	620	10.1.96
X-1349	4.2	53.7±0.9	835	0.003	620	10.1.96
1-457-1	0.7	67.9±0.8	891	0.012	450	11.1.96
1-457-1	1.5	66.0±1.0	891	0.031	500	15.1.96
1-457-1	2.8	64.9±1.0	893	0.026	550	16.1.96
1-457-1	2.8	64.7±1.0	895	0.032	600	18.1.96
X-1347	2.3	66.9±1.0	833	0.01	550	23.1.96
X-1347	2.7	68.9±1.0	829	0.04	600	24.1.96
X-1347	5.0	68.7±1.0	837	0.009	620	25.1.96
X-1348	0.5	22.0±1.0	675		550	29.1.96
X-1348	0.3	k.M.	k.M.		600	30.1.96
X-1348	0.2	23.2±1.0	675		600	31.1.96
X-1384	2.1	57.2±1.0	855	0.015	500	1.2.96
X-1384	3.3	57.2±1.0	855	0.006	550	2.2.96
X-1384	4.5	58.7±1.0	855		560	5.2.96
X-1384	3.1	55.2±1.0	855		580	7.2.96
Spire 3	6.8	67±1	855	0.04	560	14.2.96
Spire 3	7.4	65±1	855	0.06	580	15.2.96
Spire 3	5.9	66±1	855	0.05	580	16.2.96
Spire 3	5.0	67±1	855	0.04	580	20.2.96
Spire 3	1.4	70±1	855		17 h	21.2.96
Spire 3		65±1	855	_	580	22.2.96
Spire 3	2.0	69±1	855	0.004	600	26.2.96
Spire 3	1.9	71±1	855	0.004	620	27.2.96
Spire 3	2.7	66±1	855	0.02	640	28.2.96
Spire 3	4.1	68±1	855	0.02	18h	29.2.96
Spire 3	7.9	64±1	855	0.06	660	29.2.96
Spire 3	6.7	67±1	855	0.03	20h	1.3.96
MD7	3.9	51±1	685	0.4	550	5.3.96
MD7	4.3	48±1	685	0.6	560	6.3.96
MD7	3.7	48±1	685	0.5	580	7.3.96
			F	Fortsetzung	auf der nä	ichsten Seite

Fortsetzung der vorhergehenden Seite								
Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	<b>Y</b> <sub>P</sub> <b>[%]</b>	$T[^{\circ}C]$	Datum		
MD7	2.6	50±1	685	0.4	600	7.3.96		
MD5	5.2	44±1	675	1.4	560	11.3.96		
MD5	5.8	45±1	685	0.3	580	12.3.96		
MD5	7.2	45±1	685	0.4	600	13.3.96		
MD6	1.8	56±1	671	0.8	560	14.3.96		
MD6	2.5	58±1	671	0.4	580	18.3.96		
MD6	2.7	56±1	671	0.9	600	19.3.96		
MD4	7.0	49±1	679	1.0	560	20.3.96		
MD4	7.6	48±1	685	0.8	580	21.3.96		
MD4	6.2	46±1	679	1.0	600	22.3.96		
X-1380	8.6	75±1	839	0.05	560	26.3.96		
X-1380	9.6	75±1	845	0.02	560	27.3.96		
X-1380	9.6	74±1	837	0.1	560	28.3.96		
X-1380	7.0	72±1	841	0.01	560	1.4.96		
X-1380	10.6	73±1	843	0.03	560	3.4.96		
X-1380	7.6	75±1	837	0.05	560	4.4.96		
Z11496					550	12.4.96		
X-1380	0.6	72±1	841	k.M.	560	16.4.96		
X-1380	0.4	71±1	837	k.M.	560	17.4.96		
Referenz	3.9	72±1	839	0.03	560	23.4.96		
Referenz	7.6	73±1	841	0.03	570	24.4.96		
Referenz	6.4	73±1	841	0.02	580	25.4.96		
Referenz	8.0	72±1	837	0.08	580	26.4.96		
X-1380	6.4	71±1	837	0.02	560	30.4.96		
X-1380	7.4	75±1	839	0.04	580	2.5.96		
X-1380	8.2	70±1	835	0.09	600	6.5.96		
KE 3700					400	7.5.96		
KE 3700	0.44	54±1	735	0.05	450	7.5.96		
KE 3700	1.2	59.6±1.3	765	0.003	450	9.5.96		
KE 3700	0.8	55±1	765	0.001	450	10.5.96		
KE 3700	1.3	59±1	765	0.003	500	14.5.96		
KE 3700	1.2	58±1	765	0.004	500	15.5.96		
X-1535	0.9	48±1	845	0.0005	580	20.5.96		
X-1535	2.0	55±1	845	0.003	580	21.5.96		
X-1535	2.2	52±1	845	0.0025	600	22.5.96		
X-1533	2.2	56±1	845	0.04	560	24.5.96		
X-1533	4.6	56±1	845	0.04	580	4.6.96		
X-1533	3.4	59±1	855	0.03	600	5.6.96		
GM-18.1b	4.7	55±1	755	0.5	550	12.6.96		
GM-18.1b	2.2	55±1	765	0.09	580	13.6.96		
GM-40.1b	5.2	40±1		k.M.	500	14.6.96		
GM-40.1b	3.5	40±1	795	0.002	560	18.6.96		
	Fortsetzung auf der nächsten Seite							

Fortsetzung der vorhergehenden Seite						
Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	<b>Y</b> <sub>P</sub> <b>[%]</b>	$T[^{\circ}C]$	Datum
Referenz	4.9	71±1	835	k.M.	580	26.6.96
KE 3700	1.4	56±1	745	0.08	500	27.6.96
KE 3700	0.5	52±1	745	0.02	500	2.7.96
KE 3700	0.4	53±1	745	0.04	500	3.7.96
Referenz	6.0	76±1	835	0.09	580	8.7.96
Referenz	6.8	71±1	845	0.01	580	9.7.96
GM-44.2h	10	56±1	765	0.5	550	11.7.96
GM-44.2h	9.0	60±1	765	0.4	560	12.7.96
GM-44.2h	8.6	61±1	765	0.4	560	15.7.96
GM-44.2h	8.3	62±1	765	0.2	580	16.7.96
GM-44.2h	7.6	64±1	765	0.2	600	17.7.96
GM-44.2h	7.0	65±1	765	0.2	620	17.7.96
GM-46.1h	3.6	67±1	755	0.3	560	18.7.96
GM-46.1h	3.4	62±1	765	0.1	580	24.7.96
GM-46.1h	3.2	64±1	755	0.2	600	25.7.96
GM-46.1h	2.6	66±1	755	0.2	620	26.7.96
GM-50.1h	5.0	66±1	765	0.07	560	30.7.96
GM-50.1h	6.0	68±1	775	0.04	580	31.7.96
GM-50.1h	5.2	68±1	765	0.09	600	1.8.96
GM-50.1h	5.6	68±1	765	0.08	620	2.8.96
GM-50.1h	4.4	69±1	765	0.05	620	5.8.96
GM-50.1h	5.6	67±1	765	0.07	620	6.8.96
GM-50.1h	5.0	67±1	765	0.07	620	7.8.96
GM-50.1h	4.8	67±1	765	0.07	620	8.8.96
YGM-56.2h	5.2	48±1	715	0.1	550	27.8.96
YGM-56.2h	6.4	48±1	715	0.1	560	29.8.96
YGM-56.2h	5.8	50±1	715	0.1	580	30.8.96
YGM-56.2h	4.8	50±1	715	0.07	600	2.9.96
YGM-56.3b	2.1	52±1	705	0.1	550	3.9.96
YGM-56.3b	4.0	51±1	695	0.8	560	4.9.96
YGM-56.3b	2.4	48±1	705	0.1	580	10.9.96
YGM-56.3b	1.9	45±1	705	0.1	600	11.9.96
GM-46.2h	4.1	63±1	745	0.3	560	18.9.96
GM-46.2h	3.8	60±1	745	0.3	580	19.9.96
GM-46.2h	3.4	62±1	745	0.2	600	20.9.96
GM-46.2h	2.6	59±1	745	0.1	620	23.9.96
GM-45.2b	3.3	60±1	765	0.01	560	24.9.96
GM-45.2b	4.3	60±1	765	0.03	580	25.9.96
GM-45.2b	3.4	59±1	765	0.02	600	26.9.96
GM-45.2b	4.7	62±1	765	0.04	620	27.9.96
Referenz	k.M.	65±1	835	k.M.	580	30.9.96
Referenz	4.7	69±1	835	k.M.	580	1.10.96
Fortsetzung auf der nächsten Seite						

Fortsetzung der vorhergehenden Seite								
Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	<b>Y</b> <sub>P</sub> <b>[%]</b>	$T[^{\circ}C]$	Datum		
Referenz	4.3	69±1	835	k.M.	580	2.10.96		
LeiA	0.0	k.M.		k.M.	-500	11.10.96		
LeiB	0.025	8.3±1.2	565	k.M.	450	16.10.96		
LeiC	0.039	4.0±1.1	585	k.M.	450	22.10.96		
Referenz	2.9	71±1	835	k.M.	580	30.10.96		
X-1622	5.2	67±1	845	0.05	560	19.11.96		
X-1622	5.4	66±1	845	0.05	580	19.11.96		
X-1620	4.6	68±1	855	0.02	540	20.11.96		
X-1620	5.1	67±1	855	0.04	560	21.11.96		
X-1620	6.4	67±1	845	0.04	580	21.11.96		
X-1620	6.6	66±1	855	0.03	600	21.11.96		
X-1620	7.3	68±1	855	0.03	620	22.11.96		
X-1619	3.5	65±1	855	0.08	540	25.11.96		
X-1619	4.7	63±1	855	0.12	560	26.11.96		
X-1619	6.2	66±1	865	0.1	580	26.11.96		
X-1619	6.9	66±1	865	0.1	600	26.11.96		
X-1619	6.7	65±1	855	0.2	620	27.11.96		
X-1618	5.8	65±1	865	0.1	540	27.11.96		
X-1618	5.2	62±1	855	0.1	560	28.11.96		
X-1618	6.1	64±1	865	0.07	580	28.11.96		
X-1618	6.2	63±1	865	0.06	600	29.11.96		
X-1618	4.7	64±1	855	0.07	620	2.12.96		
X-1617	1.9	65±1	855	0.02	540	3.12.96		
X-1617	3.3	65±1	855	0.05	560	4.12.96		
X-1617	3.2	63±1	855	0.02	580	5.12.96		
X-1617	3.2	62±1	865	0.01	600	11.12.96		
X-1617	3.0	62±1	855	0.04	620	12.12.96		
X-1621	6.2	61±1	865	0.01	560	17.12.96		
X-1621	7.2	62±1	855	0.09	580	18.12.96		
X-1621	6.8	61±1	865	0.04	600	7.1.97		
X-1620	2.2	68±1	845	0.04	540	8.1.97		
X-1620	6.2	67±1	855	0.06	560	9.1.97		
X-1620	7.4	66±1	855	0.07	580	10.1.97		
X-1620	7.3	68±1	845	0.1	600	13.1.97		
X-1619	1.2	64±1	865	0.003	560	14.1.97		
X-1619	3.9	62±1	855	0.07	580	15.1.97		
X-1619	6.1	65±1	855	0.2	600	15.1.97		
X-1619	7.0	65±1	855	0.2	620	17.1.97		
X-1618	6.3	64±1	865	0.06	560	21.1.97		
X-1618	6.6	65±1	855	0.25	580	22.1.97		
X-1618	6.2	62±1	855	0.05	600	24.1.97		
X-1618	6.1	63±1	865	0.06	620	27.1.97		
	Fortsetzung auf der nächsten Seite							

Fortsetzung der vorhergehenden Seite							
Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	<b>Y</b> <sub>P</sub> <b>[%]</b>	$T[^{\circ}C]$	Datum	
X-1617	2.8	61±1	855	0.04	560	28.1.97	
X-1617	4.0	63±1	855	0.08	580	29.1.97	
X-1617	3.6	63±1	855	0.05	600	30.1.97	
X-1617	3.5	63±1	865	0.02	620	31.1.97	
X-1620	6.6	64±1	845	0.1	560	3.2.97	
X-1620	6.6	65±1	845	0.07	580	4.2.97	
X-1620	6.4	64±1	845	0.05	600	5.2.97	
X-1620	6.5	64±1	845	0.03	620	7.2.97	
X-1621	6.6	62±1	865	0.02	560	11.2.97	
X-1621	7.4	62±1	855	0.09	580	12.2.97	
X-1621	7.5	61±1	855	0.09	600	14.2.97	
X-1765	3.5	56±1	855	0.009	550	19.3.97	
X-1765	5.0	57±1	845	0.04	560	21.3.97	
X-1765	5.5	56±1	845	0.05	580	25.3.97	
X-1765	5.4	56±1	855	0.02	600	26.3.97	
X-1765	5.0	56±1	845	0.05	620	27.3.97	
X-1762	4.7	65±1	855	0.04	560	15.4.97	
X-1762	3.8	64±1	845	0.06	580	16.4.97	
X-1762	5.8	62±1	855	0.05	600	17.4.97	
X-1762	6.3	63±1	855	0.06	620	18.4.97	
X-1763	3.3	64±1	835	0.02	560	22.4.97	
X-1763	4.0	62±1	835	0.02	580	23.4.97	
X-1763	5.4	65±1	835	0.09	600	24.4.97	
X-1763	5.7	63±1	835	0.08	620	25.4.97	
X-1764	3.1	62±1	835	0.05	560	29.4.97	
X-1764	1.9	58±1	835	0.01	580	30.4.97	
X-1764	1.7	60±1	835	0.01	600	1.5.97	
X-1764	1.7	59±1	835	0.01	620	2.5.97	
X-1765	3.7	58±1	845	0.02	560	7.5.97	
X-1765	5.3	60±1	845	0.03	580	9.5.97	
X-1765	4.9	59±1	845	0.02	600	13.5.97	
X-1765	5.3	60±1	845	0.03	620	14.5.97	
X-1764	1.7	60±1	835	0.02	560	20.5.97	
X-1764	1.6	60±1	835	0.02	580	21.5.97	
X-1764	1.1	59±1	835	0.009	600	22.5.97	
X-1763	3.4	63±1	835	0.03	560	28.5.97	
X-1763	5.0	66±1	835	0.04	580	30.5.97	
X-1763	4.5	63±1	835	0.02	600	3.6.97	
X-1763	4.1	61±1	835	0.01	620	4.6.97	
X-1762	1.7	62±1	855	0.002	560	10.6.97	
X-1762	1.9	61±1	855	0.004	580	11.6.97	
X-1762	0.2	61±1	855	0.0002	600	13.6.97	
	•		Fo	ortsetzung a	uf der näc	hsten Seite	

Fortsetzung der vorhergehenden Seite							
Name	Y <sub>632</sub> [%]	P [%]	$\lambda[nm]$	Y <sub>P</sub> [%]	$T[^{\circ}C]$	Datum	
X-1762	4.5	55±1	855	0.002	620	25.6.97	
X-1901	1.9	48±1	885	0.00044	560	5.7.97	
X-1901	2.6	52±2	875	0.0028	580	6.7.97	
X-1901	3.5	49±1	865	0.0052	600	7.7.97	
X-1901	4.4	50±1	865	0.006	620	8.7.97	
X-1887	2.6	59±1	855	0.03	560	9.7.97	
X-1887	2.4	58±1	855	0.02	580	10.7.97	
X-1887	2.6	59±1	855	0.01	600	11.7.97	
X-1887	7.1	60±1	855	0.1	620	14.7.97	
X-1886	2.7	58±1	855	0.02	560	15.7.97	
X-1886	3.8	59±1	855	0.02	580	16.7.97	
X-1886	8.1	60±1	845	0.2	600	17.7.97	
X-1886	8.2	61±1	845	0.2	620	18.7.97	
X-1902	1.0	45±1	855	0.0008	560	21.7.97	
X-1902	0.8	45±2	855	0.001	580	22.7.97	
X-1889-B	1.6	27±1	675	0.8	560	23.7.97	
X-1889-B	4.1	22±1	675	2.0	600	24.7.97	
X-1886	3.7	59±1	845	0.06	580	26.7.97	
X-1886	5.2	58±1	855	0.045	600	27.7.97	
X-1886	5.8	59±1	855	0.04	620	28.7.97	
X-1889-A	2.7	23±1	815	k.M.	580	29.7.97	
X-1889-A	3.3	Pn	nit $h\nu$ v.	hinten	580	30.7.97	
X-1889-A	2.9	26±1	675	1.78	580	12.8.97	
X-1889-A	3.1	26±1	685	1.82	580	13.8.97	
X-1887	0.9	58±1	855	0.008	580	15.8.97	
X-1887	0.8	59±1	855	0.008	600	18.8.97	
X-1887	0.6	57±1	855	0.003	620	19.8.97	
X-1904	0.8	49±2	865	0.002	560	27.8.97	
X-1904	2.3	48±1	855	0.005	580	29.8.97	

Tabelle B.1: Liste aller Messungen an Halbleiterkristallen

Die Zuordnung der Messungen (nach Datum) zu den Abbildungen der Polarisationsund Quantenausbeutespektren gibt Tabelle B.2 auf der folgenden Seite.

Abb.	Messung(en) vom
4.6	16.2.95
6.1	22.11.94 2. Messung
6.2	29.11.94
6.4	8.7.96
6.6	27.11.96, 22.1.97
6.7	26.11.96 2. und 3. Messung
6.8	22.11.96, 13.1.97
6.10	15.4.97, 16.4.97
6.11	9.5.97, 14.5.97
6.12	24.4.97, 30.5.97
6.13	29.4.97, 20.5.97
6.16	17.7.97, 18.7.97
6.17	9.7.97, 14.7.97
6.18	6.7.95
6.20	23.11.94, 24.11.94
6.21	9.1.96, 10.1.96
6.23	4.1.96, 5.1.96
6.24	23.7.97, 24.7.97
6.25	1.2.96
6.27	24.5.96, 5.6.96
6.28	21.5.96, 22.5.96
6.29	3.3.95, 27.2.96
6.31	14.10.94, 25.10.94
6.33	16.7.96, 17.7.96 2. Messung
6.34	18.7.96, 26.7.96
6.35	1.8.96, 5.8.96

Tabelle B.2: Zuordnung der Messungen zu den Abbildungen

# Literaturverzeichnis

- [ABPT94] V. L. Alperovich, Y. B. Bolkhovityanov, A. G. Paulish und A. S. Terekhov. New material for photoemission electron source: semiconductor alloy In-GaAsP grown on GaAs substrate. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 340, 429 – 435, 1994.
- [ANA<sup>+</sup>97] K. Aulenbacher, Ch. Nachtigall, H. G. Andresen, J. Bermuth, Th. Dombo, P. Drescher, H. Euteneuer, H. Fischer, D. v. Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, S. Köbis, H. J. Kreidel, J. Langbein, M. Petri, S. Plützer, E. Reichert, M. Schemies, H.-J. Schöpe, K.-H. Steffens, M. Steigerwald, H. Trautner und Th. Weis. The MAMI–source of polarized elctrons. *Nucl. Instrum. Methods A*, 391, 498 – 506, 1997.
- [AO83] H. Asai und K. Oe. Energy band-gap shift with elastic strain in GalnP epitaxial layers on (001) GaAs substrates. J. Appl. Phys., 54, 2052–2056, 1983.
- [APT83] A. G. Aronov, G. E. Pikus und A. N. Titkov. Spin relaxation of conduction electrons in p-type III-V compounds. *Sov. Phys. JETP*, 57, 680, 1983.
- [Are96] H.-J. Arends. Proposal to measure the GDH sum rule, 1996.
- [Aul94] K. Aulenbacher. Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen f
  ür das MAMI-Beschleunigersystem. Dissertation, Institut f
  ür Physik der Joh. Gutenberg–Universit
  ät Mainz, 1994.
- [BAA<sup>+</sup>97] J. Becker, H. G. Andresen, J. Annand, K. Aulenbacher, K. Beuchel, J. Blume Werry, T. Dombo, P. Drescher, M. Ebert, D. Eyl, P. Grabmayr, T. Großmann, H. Fischer, A. Frey, D. v. Harrach, P. Hartmann, S. Hall, T. Hehl, W. Heil, C. Herberg, J. Hoffmann, D. Ireland, J. Kellie, F. Klein, M. Leduc, M. Meyerhoff, G. Miller, H. Möller, C. Nachtigall, A. Natter, M. Ostrick, E. W. Otten, R. O. Owens, S. Plützer, E. Reichert, D. Rohe, M. Schäfer, H. Schmieden, R. Sprengard, K.-H. Steffens, R. Surkau, T. Walcher, R. Watson und E. Wilms. Determination of the Neutron Elektric Formfactor *G*<sub>En</sub> in Double Polarized Electron Scattering from <sup>3</sup>*He*. In M. A. Miller R. J. Holt, Hrsg., *Polarized Gas Targets and Polarized Beams*, Seiten 36–40, Woodbury, New York, 1997. Aip.

- [Bel87] U. Belz. Aufbau, Inbetriebnahme und Test eines Elektronenspinpolarimters mit sphärischer Elektrodengeometrie. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1987.
- [BS82] Bergmann und Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 4.* de Gruyter, 1982.
- [CHLO85] D. M. Campbell, C. Hermann, G. Lampel und R. Owen. A compact cylindrical Mott electron polarimeter operating with accelarating voltage in the range 20-100keV. J. Phys. E.:Sci. Instrum., 18, 664, 1985.
- [DAA<sup>+</sup>96] P. Drescher, H. G. Andresen, K. Aulenbacher, J. Bermuth, Th. Dombo, H. Euteneuer, N. N. Faleev, H. Fischer, M. S. Galaktionov, D. v. Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, S. Köbis, O. V. Kovalenkov, H. J. Kreidel, J. Langbein, Y. A. Mamaev, Ch. Nachtigall, M. Petri, S. Plützer, E. Reichert, M. Schemies, K.-H. Steffens, M. Steigerwald, A. V. Subashiev, H. Trautner, D. A. Vinokurov, Y. P. Yashin und B. S. Yavich. Photoemission of spinpolarized electrons from strained GaAsP. *Applied Physics A*, 63, 203–206, 1996.
- [DH66] S. D. Drell und A. C. Hearn. Exact Sum Rule for Nucleon Magnetic Moments. *Phys. Rev. Lett.*, 16, 908–911, 1966.
- [DHL85] H. J. Drouhin, C. Hermann und G. Lampel. Photoemission from activated Gallium Arsenide. *Phys. Rev. B*, 31(6), 3859–3871, 1985.
- [Doc93] Ch. Dockendorf. Untersuchungen zur Spinanalyse polarisierter Elektronenstrahlen mit einem Mottdetektor. Staatsexamensarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1993.
- [DPR<sup>+</sup>96] P. Drescher, S. Plützer, E. Reichert, M. Schemies, V. L. Alperovich, Y. B. Bolkhovityanov, A. S. Jaroshevich, A. G. Paulish, H. E. Scheibler und A. S. Terekhov. Emission of spin–polarized electrons from strained InGaP and InGaAsP photocathodes. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 381, 169, 1996.
- [Dre96] P. Drescher. Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus Chalcopyriten und aus III-V-Heterostrukturen. Dissertation, Institut f
  ür Physik der Joh. Gutenberg–Universit
  ät Mainz, 1996.
- [FDR94] H. Fischer, P. Drescher und E. Reichert. Thermal stability of Cs on NEA III– V–cathodes and its effect on quantum efficiency. In M. Chatwell, J. Clendenin, T. Maruyama und D. Schultz, Hrsg., Proceedings of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators, Stanford, September 8 – 10, 1993; SLAC–report 432, Seiten 248–260, Stanford, USA, 1994. SLAC.
- [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.
- [Gas88] W. Gasteyer. Untersuchungen zum Elektronenemissionsprozess von III-V-Halbleiter-Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1988.
- [GD92] T. J. Gay und F. B. Dunning. Mott electron polarimetry. *Rev. Sci. Instrum.*, 63, 1635–1650, 1992.
- [GDK<sup>+</sup>92] T. J. Gay, F. B. Dunning, M. A. Khakoo, J. A. Brand, J. E. Furst und W. V. Meyer. Extrapolation procedures in Mott electron polarimetry. *Rev. Sci. Instruments*, 63, 114–130, 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 III-V-quarternary alloys via interpolation of experimentally determined parameters of ternary constituents. St. Petersburg State Technical University, 1992. Computer-Programm.
- [HAA<sup>+</sup>89] W. Heil, J. Ahrens, H. G. Andresen, A. Bornheimer, D. Conrath, K.-J. Dietz, W. Gasteyer, H.-J. Gessinger, W. Hartmann, J. Jethwa, H.-J. Kluge, H. Kessler, T. Kettner, L. Koch, F. Neugebauer, R. Neuhausen, E. W. Otten, E. Reichert, F. P. Schäfer und B. Wagner. Improved limits on the Weak, Neutral, Hadronic Axial Vector Coupling Constants from Quasielastic Scattering of Polarized Electrons. *Nucl. Phys.*, B327, 1–31, 1989.
- [HAA<sup>+</sup>90] W. Heil, J. Ahrens, H. G. Andresen, A. Bornheimer, D. Conrath, K.-J. Dietz, W. Gasteyer, H.-J. Gessinger, W. Hartmann, J. Jethwa, H.-J. Kluge, H. Kessler, T. Kettner, L. Koch, F. Neugebauer, R. Neuhausen, E. W. Otten, E. Reichert, F. P. Schäfer und B. Wagner. Measurement of the parity violation in the quasi-elastic scattering of polarized electrons from <sup>9</sup>Be. *Annales de Physique*, 15, 39, 1990.
- [Har97] P. Hartmann. *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1997.
- [HBH<sup>+</sup>96] P. Hartmann, J. Bermuth, J. Hoffmann, S. Köbis, E. Reichert, H. G. Andresen, K. Aulenbacher, P. Drescher, H. Euteneuer, H. Fischer, P. Jennewein, K. H. Kaiser, H. J. Kreidel, Ch. Nachtigall, S. Plützer, M. Schemies, K.-H. Steffens, M. Steigerwald, H. Trautner, D. v. Harrach, I. Altarev, R. Geiges, K. Grimm, Th. Hammel, E. Heinen-Konschak, H. Hofmann, E.-M. Kabuß, A. Lopes-Ginja, F. Maas und E. Schilling. Picosecond Polarized Electron Bunches from a Strained Layer GaAsP Photocathode. *Nucl Instr. Meth. A*, 379, 15–20, 1996.
- [Hof98] J. Hoffmann. Entwicklung eines hochrepetierenden, leistungsstarken Pulslasers zur Steigerung der Transmission des Strahles polarisierter Elektronen durch MAMI. Dissertation, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg– Universität Mainz, 1998.

- [Kes85] J. Kessler. *Polarized electrons*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1985.
- [Kit89] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. R. Oldenbourg, München, Wien, 1989.
- [Kla94] L. Klaisner. Polarized Electron Source for the Stanford Linear Collider. In M. Chatwell, J. Clendenin, T. Maruyama und D. Schultz, Hrsg., Proceedings of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators, Stanford, September 8 – 10, 1993; SLAC–report 432, Seiten 101–121, Stanford, USA, 1994. SLAC.
- [Kle96] F. Klein. The Electric Formfactor of the Nucleon. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 36, 53–68, 1996.
- [MAA<sup>+</sup>96] F. E. Maas, P. Achenbach, I. Altarev, K. Aulenbacher, K. Grimm, D.v. Harrach, H. Hofmann, J. Hoffmann, P. Hartmann, T. Hammel, E. Kabuss, S. Köbis, A. Lopes Ginja, E. Schilling, H. Ströher und V. Lobashev. The New Parity Violation Experiment at MAMI. In C. W. Jager, T. J. Ketel, P. J. Mulders, J. E. J. Oberski und M. Oskam-Tamboezer, Hrsg., *Proceedings of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics (Spin96)*, Seiten 438–440, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
- [Mar98] G. Marx. Polarisations-Photoemissionselektronenmikroskopie in der Oberflächenphysik. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg– Universität Mainz, 1998.
- [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.
- [MGM<sup>+</sup>93] R. Mair, E.L. Garwin, T. Maruyama, R. Prepost und U. Wisconsin. In Proceedings of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators, Stanford University; Stanford CA, 1993.
- [MGM<sup>+</sup>96] R. Mair, E.L. Garwin, T. Maruyama, G. Mulhollan, R. Prepost und H. Tang. Anisotropies in strain and quantum efficiency of strained GaAs grown on GaAsP. *Phys. Lett. A*, 212, 231–236, 1996.
- [MGP<sup>+</sup>91] T. Maruyama, E. L. Garwin, R. Prepost, G. H. Zapalac, J. S. Smith und J. D. Walker. Observation of Strain–Enhanced Electron–Spin Polarization in Photoemission from InGaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 66, 2376–2379, 1991.

- [MGPZ92] T. Maruyama, E. L. Garwin, R. Prepost und G. H. Zapalac. Electronspinpolarization in photoemission from strained GaAs grown on GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>. *Phys. Rev. B*, 46, 4261–4264, 1992.
- [MM65] N. F. Mott und H. S. W. Massey. The Theory of Atomic Collisions. Clarendon, Oxford, 1965.
- [MPG<sup>+</sup>89] T. Maruyama, R. Prepost, E. L. Garwin, C.K. Sinclair, B. Dunham und S. Kalem. Enhanced electron spin polarization in photoemission from thin GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 55, 1686–1688, 1989.
- [MPK<sup>+</sup>94] G. Marx, M. D. Przychowski, B. Krömker, Ch. Ziethen und G. Schönhense. Das Mainzer Emissionselektronenmikroskop. *Forschungsmagazin der Joh. Gutenberg–Universität Mainz*, 1994.
- [MYS<sup>+</sup>95] Y. A. Mamaev, Y. 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.
- [MYS<sup>+</sup>96] Y. A. Mamaev, Y. 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 9th International Vacuum Microelectronics Conference, St. Petersburg, Russia, July 1996, Seite 659, 1996.
- [MZ84] Meier und Zakharchenya, Hrsg. *Optical Orientation*. North Holland, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo, 1984.
- [Nac96] Ch. Nachtigall. Entwicklung eines hochpolarisierten Elektronenstrahles für MAMI unter Ausnutzung der Photoelektronenemission von uniaxial deformierten III-V–Halbleitern. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1996.
- [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.
- [NAH<sup>+</sup>92] T. Nakanishi, A. Aoyagi, H. Horinaka, Y. Kamiya, T. Kato, S. Nakamura, T. Saka, M.Tawada und M. Tsubata. Strain dependence of spin polarization of photoelectrons from a thin GaAs layer. *Phys. Lett. A*, 167, 415–420, 1992.
- [Nef93] A. Neff. Austrittsarbeitsabsenkung von Halbleitern durch Alkalimetallbedampfung. Diplomarbeit, Institut f
  ür Physik der Joh. Gutenberg– Universit
  ät Mainz, 1993.

- [NSK] Arbeitsgruppe Bolkhovityanov und Terekhov, Institute of Semiconductor Physics, Novosibirsk, Russia.
- [Par69] R. R. Parsons. Band-to-band optical pumpinp in solids and polarized photoluminescence. *Phys. Rev. Letters*, 23, 1152–1154, 1969.
- [PB59] G. E. Pikus und G. L. Bir. Sov. Phys. Solid State, 1, 136, 1959.
- [PB60] G. E. Pikus und G. L. Bir. Sov. Phys. Solid State, 1, 1502, 1960.
- [PC68] F. H. Pollak und M. Cardona. Piezo-Electroreflectance in Ge, GaAs and Si. Phys. Rev., 172, 816–837, 1968.
- [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, 5484–5510, 1976.
- [PMZ75a] D. T. Pierce, F. Meier und P. Zürcher. Direct observation of spindependent electronic structure of GaAs using spin polarized photoemission. *Phys. Lett.*, A51, 465–466, 1975.
- [PMZ75b] D. T. Pierce, F. Meier und P. Zürcher. Negative electron affinity GaAs: A new source of spinpolarized electrons. *Appl. Phys. Letters*, 26, 670, 1975.
- [RBB<sup>+</sup>97] D. Rohe, P. Bartsch, D. Baumann, J. Becker, J. Bermuth, L. J. de Bever, R. Böhm, S. Buttazoni, T. Caprano, N. Clawiter, A. Deninger, S. Derber, M. Ding, M. Distler, A. Ebbes, M. Ebert, I. Ewald, J. Friedrich, J. M. Friedrich, R. Geiges, T. Grossmann, A. Klein, M. Hauger, W. Heil, D. Hofmann, A. Honegger, P. Jennewein, J. Jourdan, M. Kahrau, M. Korn, K. W. Krygier, G. Kubon, L. Lauer, A. Liesenfeld, H. Merkel, K. Merle, P. Merle, U. Müller, M. Mühlbauer, R. Neuhausen, E. W. Otten, Th. Petitjean, Th. Pospischil, G. Rosner, H. Schmieden, I. Sick, R. Surkau, A. Wagner, Th. Walcher, G. Warren, M. Weis, S. Wolf, H. Woehrle, J. Zhao und M. Zeier. Polarized high pressure <sup>3</sup> He at MAMI. In M. A. Miller R. J. Holt, Hrsg., *Polarized Gas Targets and Polarized Beams*, Seiten 36–40, Woodbury, New York, 1997. Aip.
- [Sau95] B. Sauer. Ein elektronenoptisches System zur Umwandlung eines Iongitudinal 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 f
  ür Physik der Joh. Gutenberg– Universit
  ät Mainz, 1995.
- [Sch96] H. Schmieden. Polarization Experiments at MAMI. In C. W. Jager, T. J. Ketel, P. J. Mulders, J. E. J. Oberski und M. Oskam-Tamboezer, Hrsg.,

*Proceedings of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics (Spin96)*, Seiten 538–542, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.

- [Sch97] H. Schmieden. Proton Polarisation in the  $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$  Reaction and the Measurement of Quadrupole Components in the N to  $\Delta$  Transition. accepted for publication in Z. Phys. A, 1997.
- [Sch98] J. Schuler. Messungen an der Pulsquelle spinpolarisierter Elektronen. mündliche Mitteilung, März, 1998.
- [Sch99] J. Schuler. Dissertation in Vorbereitung, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1999.
- [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.
- [SPB] Arbeitsgruppe Y. A. Mamaev und Y. P. Yashin und O. V. Kovalenkov und D. A. Vinokurov, A.F. loffé Physico-Technical Institute, Technical University, 194021, St. Petersburg, Russia.
- [SPI] Firma Spire, Silicon Valley, USA.
- [Ste98a] M. Steigerwald. Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektionspunkt vom MAMI und Untersuchungen zur Spindynamik. Dissertation, Institut für Physik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1998.
- [Ste98b] M. Steigerwald. Betrieb der Quelle spinpolarisierter Elektronen. mündliche Mitteilung, 1998.
- [SvL65] J. Scheer und J. van Laar. GaAs-Cs: A new type of photoemitter. *Solid State Communications*, 3, 189, 1965.
- [Tra96] H. Trautner. Konzeption und Aufbau eines kompakten c.w.-Ti:Saphir– Lasers für die Quelle polarisierter Elektronen an MAMI. Diplomarbeit, Institut für Physik der Joh. Gutenberg Universität Mainz, 1996.
- [Yas97] Y. P. Yashin. mündliche Mitteilung, 1997. St. Petersburg State Technical University.
- [Zal98] Ch. Zalto. Verwendung hochfrequenzmodulierter Laserdioden zur Erzeugung polarisierter Elektronen am MAMI. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Joh. Gutenberg–Universität Mainz, 1998.
- [Zor82] P. Zorabedian. SLAC-Report 248, 1982.

#### Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. E. Reichert für die Vergabe des Themas und seinem regen Interesse an der Arbeit.

Herrn Prof. Dr. H.-J. Arends danke ich, daß er bereit war, diese Arbeit zu begutachten.

Ein weiterer Dank gebührt allen (teilw. ehemaligen) Mitgliedern der Arbeitsgruppe *Atomare Stoßprozesse* für das außerordentlich angenehme Arbeitsklima und die stetige Diskussions- und Hilfsbereitschaft.

Besonderer Dank gilt Dr. P. Drescher und Dr. Y. Yashin (St. Petersburg) für die Zusammenarbeit im Labor.

Special thanks to Dr. Y. Yashin for all his intense help, the effective collaboration and all his knowledge he shared with me in many fruitful discussions.

G. Marx danke ich für die ergänzenden Messungen an zwei Kathoden mittels EEM.

Für die Unterstützung bei der Korrektur des vorliegenden Textes danke ich Dr. P. Drescher, M. Steigerwald, M. Leberig, Dr. J. Thomas, C. Allendörfer, C. B. Kerst und meiner Mutter Dr. U. Schemies.

Diese Arbeit wurde von der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* mit Sach- und Personalmitteln im Rahmen des SFB 201 unterstützt.