

Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Experimentalphysikalische Diplomarbeit zum Thema

**Photolumineszenzspektroskopie an
"strained-layer" GaAsP
Photokathoden**

von

Johann Konrad Winkler
geboren am 02.10.1973 in Mainz

Institut für Kernphysik
Mainz, 14. Mai 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Bandstruktur von III-V Halbleitern	3
2.1.1	Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von GaAs	5
2.1.2	Dotierung in III-V Halbleitern	5
2.2	Polarisierte Elektronen in III-V Halbleitern	6
2.2.1	Kristalldeformation, Energielücke und Aufspaltung δE	8
2.3	Photolumineszenz	9
2.3.1	Polarisiertes Licht	10
2.3.2	Zirkular polarisiertes Lumineszenzlicht	11
3	Experimenteller Aufbau	13
3.1	Genereller experimenteller Aufbau	13
3.1.1	Das Lasersystem	13
3.1.2	Der Monochromator	14
3.1.3	Detektor	16
3.1.4	Signalaufbereitung	17
3.2	Messanordnung zum Phosphorgehalt in GaAsP	18
3.3	Aufbau zur Messung der Lumineszenzpolarisation	18
3.3.1	Kühlen der Proben	19
3.3.2	Verfahren zur Messung von Polarisation	20
3.3.2.1	Analyse von polarisiertem Licht	21
3.4	Aufbau zur Messung der Kathodentemperatur	22
3.5	LabVIEW-Programme zur Datenerfassung	23

3.5.1	Steuerung des Monochromators	23
3.5.2	Steuerung des $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerers	24
3.6	Die zu untersuchenden Kristalle	24
4	Experimente	27
4.1	Phosphorgehalt in <i>strained layer</i> Photokathoden	27
4.1.1	Lumineszenzspektren	29
4.1.1.1	Voruntersuchungen mit GaAs	30
4.1.1.2	<i>strained layer</i> Kathoden	30
4.1.2	Verbesserungen der Apparatur	35
4.1.3	Phosphorkonzentrationsmessung mit gekühlten Kathoden . .	36
4.2	Polarisation der Photokathodenlumineszenz	37
4.2.1	Probleme bei der Polarisationsmessung	38
4.2.1.1	Unangenehme Nachbarn	39
4.2.1.2	Laseruntergrund	44
4.2.2	Ablauf der Polarisationsmessung	46
4.2.3	Ergebnisse zur Aufspaltung und Arbeitswellenlänge	51
4.3	Untersuchungen zur Temperatur im Laserfleck	53
5	Zusammenfassung	57

Abbildungsverzeichnis

2.1	Struktur der Zinkblende und Brillouinzone von GaAs	3
2.2	Bandschema von GaAs	4
2.3	Bandgapnarrowing von n- und p- type GaAs	6
2.4	Ausschmieren der Bandkante bei hoher Dotierung	7
2.5	Bandschema von GaAs und s-GaAs	7
2.6	Verzerrung des Kristallgitters entlang der c-Achse	8
2.7	Rekombinationsmechanismen im p-dotierten Halbleiter	10
3.1	Experimenteller Aufbau zur Photolumineszenzanalyse	14
3.2	Steuereinheit für einen Schrittmotor	15
3.3	Quanteneffizienz von Photomultiplier und Photodiode	17
3.4	Kryostat zum Kühlen der Proben	19
3.5	Probenhalterung im Kryostat mit Thermofühler, Probe: S-26	20
3.6	Aufbau zur Temperaturanalyse	22
3.7	Blockbild der Monochromatorsteuerung	24
3.8	Frontpanel zum Bedienen der Polarisationsmessung	25
4.1	Struktureller Aufbau der <i>strained layer</i> Photokathoden	28
4.2	Lumineszenzspektrum von Bulk-GaAs, (T=300K)	29
4.3	Absorptionskoeffizient für GaAs und GaAsP	30
4.4	In der Photokathode absorbierte Laserleistung	31
4.5	Lumineszenzspektrum von S26, (T = 300K)	31
4.6	Lumineszenzspektrum von S-22, (T = 300K)	32
4.7	Lumineszenzspektrum von S-7, Position 1, (T = 300K)	32
4.8	Lumineszenzspektrum von S-7, Position 2, (T = 300K)	33

4.9	Lumineszenzspektrum von NE3249, ($T = 300\text{K}$)	34
4.10	Lumineszenzspektrum von Bulk GaAs ($T = 77\text{K}$ und 300K)	35
4.11	Lumineszenzspektrum der Photokathode S-26 ($T = 77\text{K}$)	37
4.12	Polarisationsfit (S-26 Kathode)	38
4.13	Lumineszenzspektrum S-26 bei verschiedenen Pumpenlaserenergien . .	40
4.14	Polarisationsmessung der S-26 Kathode	41
4.15	Untergrund durch Substratlumineszenz	42
4.16	Polarisationsmessung der finnischen Kathode N.E. 4,	43
4.17	Lumineszenzspektrum der finnischen Kathode N.E. 4, ($T = 77\text{K}$) .	44
4.18	Laseruntergrund am Ausgang des Monochromators	45
4.19	S-26: Polarisation in Abhängigkeit der Pumplaserwellenlängen	47
4.20	N.E.3249: Polarisation in Abhängigkeit der Pumplaserwellenlängen .	48
4.21	Vergleich von S7 mit S-26 bezüglich der Polarisation	49
4.22	Messergebnisse: Polarisation	50
4.23	Temperaturabhängigkeit der Energielücke von Bulk-GaAs	54
4.24	Lumineszenzspektrum von Bulk-GaAs bei unterschiedlichen Pump- laserleistungen	55
4.25	Einfluss der Laserleistung auf die Kathodentemperatur	55

Tabellenverzeichnis

3.1	verfügbare Kristalle	25
4.1	vorläufige Ergebnisse zur Schichtanalyse	35
4.2	Ergebnisse der Schichtanalyse	36
4.3	Experimentelle Größen zur Bestimmung der Gitterfehlanpassung . .	52
4.4	GaAs (a) und $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ (b) auf $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ aufgewachsen . . .	52

Kapitel 1

Einleitung

Am Elektronenbeschleuniger MAMI (MAInzer MIkrotron) werden Experimente im Bereich mittlerer Elektronenenergien von 180 bis 855 MeV zur Erforschung der Struktur der Nukleonen durchgeführt. Seit 1992 steht für die Messungen nun ein weiterer Freiheitsgrad, die Kenntnis über den Elektronenspin zur Verfügung. Dieser wurde schon damals für das Pilot-Experiment zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons durch Streuung polarisierter Elektronen an einem polarisierten ^3He -Target erfolgreich eingesetzt [Mey94].

Seitdem wurde die Elektronenkanone für spinpolarisierte Elektronen stetig weiterentwickelt [Ste98]. Inzwischen ist sie an etwas mehr als der Hälfte aller Experimente an MAMI beteiligt. Sie ist in der Lage, die stets wachsenden Anforderungen neuer Experimente zu erfüllen. Zum Beispiel liefert sie für einige Experimente mit langen Strahlzeiten, wie für das A4 Experiment zur Paritätsverletzung in der Streuung von polarisierten Elektronen am Proton, hohe Strahlströme von mehr als $20\mu\text{A}$ über mehrere Wochen.

Das Prinzip der polarisierten Elektronenkanone beruht auf Photoemission aus III-IV Halbleitern. Dabei werden so genannte 'strained layer' GaAsP Photokathoden eingesetzt, mit denen hohe Elektronenspinpolarisation erreicht werden kann. Die Photokathoden wurden vom Ioffe Physico-Technical Institut in St. Petersburg entwickelt. Seither wird die polarisierte Elektronenkanone mit diesen Kathoden betrieben. Da nun die Arbeiten zum Forschungsprojekt an 'strained layer' GaAsP Photokathoden [Plu94] und [Dre96] abgeschlossen sind, existiert für die St. Petersburger Gruppe kein wissenschaftlicher Anreiz mehr, sich weiterhin auf diesem Feld zu betätigen. Darunter leidet jedoch die Versorgungssituation der Mainzer Elektronenquelle mit neuen Kathoden.

Ziel der Arbeitsgruppe "B2", die für den Betrieb der polarisierten Elektronenquelle verantwortlich ist, ist daher, kommerzielle Anbieter zu finden, die die Produktion der Photokathoden in Zukunft übernehmen. Die Beschaffung von kommerziellen Kopien ist durchaus möglich und hat auch stattgefunden. Die Hersteller geben jedoch keine Garantie über wichtige Kristallparameter wie Zusammensetzung, Kristallgüte und Grad der erzielbaren Polarisation. Um nun zu entscheiden, ob eine Kathode für die Produktion polarisierter Elektronen in der Quelle tauglich ist und bei welcher Pump-laserwellenlänge die Kathode optimal betrieben werden kann, müssen also eigene

Tests an den Kathoden durchgeführt werden.

Bisher gibt es zwei Möglichkeiten, die Kathoden zu testen. Einmal in der polarisierten Quelle PKA1 am MAMI selbst. Bei diesem Test steht der Beschleuniger für einen Zeitraum von zwei Tagen nicht für den Experimentierbetrieb zur Verfügung. Am zweiten Testtag müssen der gesamte Beschleuniger und das Möllerpolarimeter für die Polarisationsmessung zur Verfügung stehen. Die getestete Photokathode kann dann nach erfolgreich verlaufenem Test zur Produktion des polarisierten Elektronenstrahls eingesetzt werden.

Die Alternative besteht darin, Kathoden in einer von MAMI unabhängigen Testquelle zu testen. Diese Methode hat jedoch den Nachteil, dass die getestete Kathode anschließend das Vakuumsystem der Testquelle verlassen muss. Dies hat so verheerende Auswirkungen auf die Güte der Kathodenoberfläche, dass sie nach dem Transfer in die MAMI-Quelle nicht mehr in der Lage ist, hohe Strahlströme zu produzieren. Liefert die Firma einen ganzen Wafer¹, so kann dieser in 4-7 Quellkathoden gesplittet werden. Untersucht man dann eine Kathode, um die Betriebsparameter des ganzen Wafers festzustellen, so steht man vor dem Problem entscheiden zu müssen, ob die Homogenität des Wafers ausreicht, um von der Probe auf die restlichen Kathoden des Wafers schließen zu können. Wafer kommerzieller Hersteller wiesen optisch sichtbare Inhomogenitäten auf, die an der Homogenität der Wafer zweifeln lassen.

Eine alternative Methode zu dem bisherigen Testverfahren, bietet die Analyse der Rekombinationstrahlung optisch gepumpter Elektronen, die Lumineszenzspektroskopie. Mit ihrer Hilfe wurde in der vorliegenden Arbeit ein nichtinvasives Verfahren erarbeitet, mit dem die Qualitätskontrolle der verwendeten Photokathoden erheblich erleichtert werden kann. Das Verfahren beruht auf der Ermittlung des Phosphorgehalts in den Kathoden und der Bestimmung des Zirkularanteils der Lumineszenzlichtpolarisation.

Mit Hilfe der zu erwartenden Daten soll auch ein Beitrag zur Bestimmung der für die hohe Elektronenspinpolarisation verantwortlichen, uniaxialen Deformation der obersten Schicht der Kathoden geleistet werden. Die uniaxiale Deformation ist ein bisher nur schwer experimentell zugänglicher Kristallparameter. Ein Ziel in der Kathodenproduktion ist es, diesen Parameter zu optimieren. Daher ist es interessant gerade hier die theoretischen Voraussagen prüfen zu können.

Der letzte Teil dieser Arbeit beschäftigt sich indirekt mit der Lebensdauer der Kristalle. Die Cs:O Aktivierungsschicht wird vermutlich bei 100°C zerstört. Es ist zu vermuten, dass ihre Stabilität oberhalb von 30°C mit wachsender Temperatur kontinuierlich abnimmt. Gerade bei hohen Strahlströmen kann die Kathode daher durch die erhöhte Pump Laserleistung stark erwärmt werden. Mit Hilfe der Lumineszenzspektroskopie soll hierzu ein Beitrag in Bezug auf die Erwärmung der Kathode durch den Laserfleck geleistet werden, wodurch sich Hinweise auf die endliche Lebensdauer ergeben können.

¹Photokathode von 5.08 cm Durchmesser

Kapitel 2

Theorie

Dieses Kapitel beinhaltet den Aufbau der untersuchten Halbleitermaterialien, die als Photokathode in der polarisierte Elektronenquelle eingesetzt werden, sowie die unterschiedlichen Eigenschaften der laserinduzierten Photolumineszenz.

2.1 Bandstruktur von III-V Halbleitern

Die Struktur von III-V Halbleitern wie z.B. GaAs setzt sich aus zwei kubisch flächenzentrierten fcc¹ Gittern mit jeweils der gleichen Gitterkonstante a zusammen. Die beiden Gitter sind gegeneinander um $a[\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}]$ verschoben und bestehen jeweils aus den Atomen einer Hauptgruppe. Man nennt die Struktur Zinkblende (Abb. 2.1a). Jedes Atom ist mit seinen 4 Nachbaratomen der anderen Hauptgruppe kovalent gebunden.

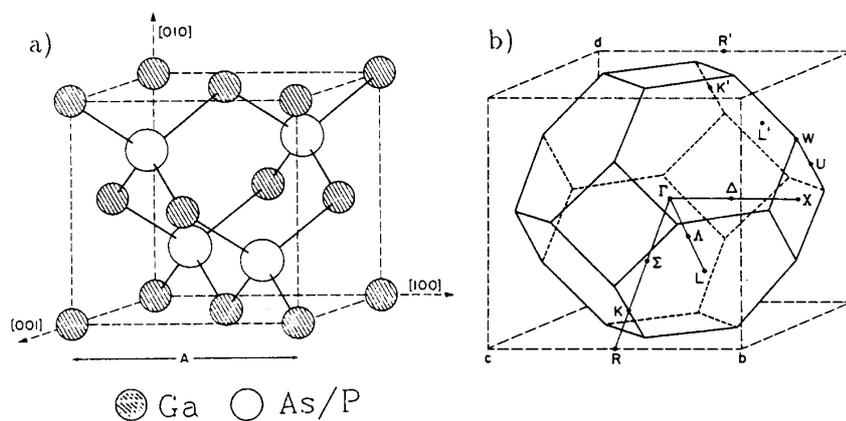


Abbildung 2.1: Aufbau des Zinkblendengitters (links) und die erste Brillouinzone des kubisch-flächenzentrierten Gitters (rechts)

¹fcc: face centered cubic

Transformiert man das Gitter der Zinkblende in den reziproken Raum so erhält man ein kubisch raumzentriertes bcc^2 Gitter, dessen Brillouinzone in Abb. 2.1b) dargestellt ist. Der Ursprung der Brillouinzone ist bei $\vec{k}=(0,0,0)$ und wird als Γ -Punkt bezeichnet. Zur Veranschaulichung der Bandstruktur trägt man die Energien der Elektronenzustände im Festkörper gegen den Wellenvektor \vec{k} auf. Dabei wählt man eine zweidimensionale Darstellung entlang von Symmetrieachsen wie die Verbindung von Γ mit dem Punkten X mit und L (siehe Abb. 2.2). Liegen beim Halbleiter Maximum des Valenzbands und Minimum des Leitungsbands am Γ -Punkt, wie z.B. bei GaAs, so nennt man den Halbleiter direkten Halbleiter. Bei Halbleitern, wo das Minimum des Leitungsbands und Maximum des Valenzbands nicht übereinander liegen, ändert sich beim Übergang eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband der \vec{k} - Vektor des Elektrons, so dass ein Phonon beim Übergang beteiligt sein muss, der Halbleiter heißt dann indirekter Halbleiter.

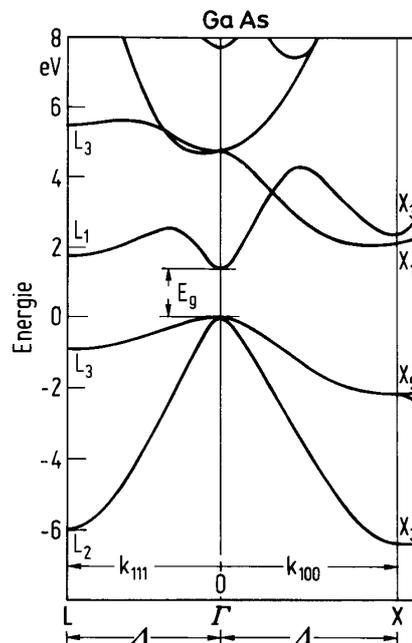


Abbildung 2.2: Bandschema von GaAs [Ber82]

Nun kann man einige Arsenatome durch Phosphoratome austauschen und erhält einen Mischkristall $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, der bei $x \geq 0,48$ in einen indirekten Halbleiter übergeht. Die Energielücke E_g von GaAs beträgt bei 300°K $1,42 \text{ eV}$. Im Fall von $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ vergrößert sich die Energielücke leicht quadratisch mit der Phosphorfraction [Cas75].

$$E_g(x) = (1,42 + 1,15 \cdot x + 0,176 \cdot x^2) \text{eV} \quad (2.1)$$

²bcc: body centered cubic

2.1.1 Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von GaAs

Die Bandlücke von Halbleitern verschiebt sich mit der Temperatur um einige 10 meV pro 100°K. Halbleiter wie GaAs verkleinern ihre Bandlücke mit zunehmender Temperatur [Lau85] und [All81]. Dabei spielen zwei Effekte die entscheidende Rolle. Zum einen führt die Ausdehnung des Gitters mit zunehmender Temperatur zur Veränderungen der Bandstruktur. Damit lässt sich aber nur ein Viertel bis die Hälfte der Verschiebung erklären. Zum anderen sorgen die mit der Temperatur zunehmenden Ionengitterschwingungen für ein sich veränderndes Potential der Elektronen, was sich dann wiederum auf die möglichen Elektronenzustände und die Bandlücke auswirkt. Die zwei Effekte lassen sich entkoppeln und damit wie folgt darstellen:

$$\frac{dE_g}{dT} = \left(\frac{dE_g}{dT} \right)_{thermExp} + \left(\frac{dE_g}{dT} \right)_{Potential} \quad (2.2)$$

der erste Term lässt sich theoretisch aus der Abhängigkeit der Bandkante von der Gitterkonstante berechnen [Lau85]. Zur Lösung des zweiten Terms wählt man den störungstheoretischen Ansatz. Für den experimentellen Zugang lässt sich die empirische Gleichung von Varshni verwenden [Var67].

$$E_g = E_0 - \frac{\alpha T^2}{(\beta + T)} \quad (2.3)$$

Die Temperaturabhängigkeit von E_g lässt sich mithilfe von den beiden Parametern α und β an verschiedene Halbleitermaterialien wie GaAs oder $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ anpassen. E_0 ist die Größe Energielücke des Halbleiters bei 0 Kelvin. Formel 2.3 beschreibt die Verschiebung der Energielücke mit der Temperatur über einen weiten Bereich [Var67].

2.1.2 Dotierung in III-V Halbleitern

Für die vorliegende Arbeit ist der Einfluss von Dotierungen auf die Lage der Bandkante von Interesse. Die Dotierungsatome sind bei Zimmertemperatur i.A. ionisiert und führen daher zu lokalen Potentialfluktuationen. Solche Störungen im Halbleiter werden Störstellen genannt. Störstellen besitzen ein Coulombpotential, welches zu elektronischen Zuständen innerhalb der Energielücke führt. In Anwesenheit von freien Ladungsträgern werden die Potentiale der einzelnen Störstellen von einander abgeschirmt; man kann sie daher diskret betrachten. Erhöht man die Störstellenkonzentration, so kann es ab einer kritischen Konzentration zum Überlappen der Potentiale kommen. Dies führt dann unter anderem zur Verkleinerung der Bandlücke (Bandgap narrowing) [Cas75]. Um abzuschätzen, ab welcher Störstellenkonzentration sich die Potentiale überlappen, benutzt man den Debye- Abschirmradius R_{Debye} , bei dem das Potential der Störstelle auf den $\frac{1}{e}$ -ten Teil abgesunken ist. Vergleicht man R_{Debye} mit dem mittleren Abstand der Dotierungsatome im Kristall, so erhält man die kritische Konzentration für p-dotiertes GaAs. Sie liegt in der Größenordnung von 10^{17} Dotierungsatomen pro Kubikzentimeter [Schu93].

Vielkörperwechselwirkungen wie Elektron-Elektron, Elektron-Loch und Loch-Loch Wechselwirkungen, tragen bei hoher Dotierung ebenfalls zur Verkleinerung der Bandkannte bei. Die Summe der Effekte liefern die gesamte Bandlückenverkleinerung ΔE_g ,

$$\Delta E_g(\text{meV}) \cong -1.6 \times 10^{-5} \times \sqrt[3]{N_A(\text{cm}^{-3})} \quad (2.4)$$

wobei N_A die tatsächliche Dotierungskonzentration ist. Die Gleichung 2.4 liefert eine erste Näherung. Aus Abb. 2.3 können die experimentellen Werte für p-dotiertes GaAs aus den Messpunkten von Casey und Stern [Schu93] entnommen werden, die experimentellen Daten werden im weiteren Verlauf der Arbeit als Rechengrundlage verwendet.

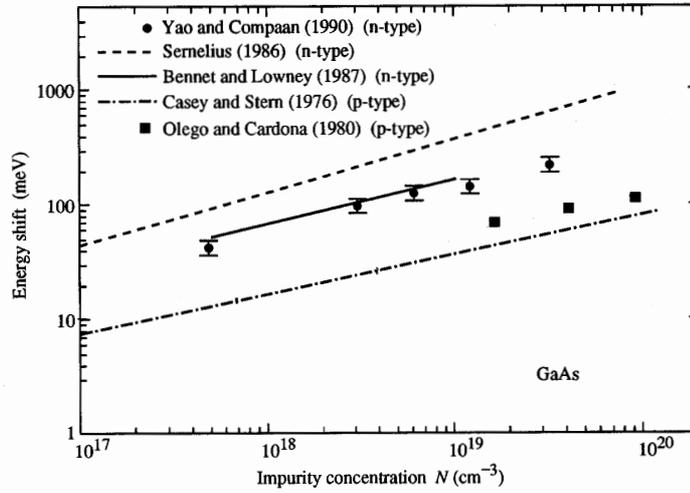


Abbildung 2.3: Bandgapnarrowsing von n- und p-type GaAs [Yao90]

Die zufällige Verteilung der Dotierungsionen insbesondere bei hoher Dotierung führt zu Fluktuationen des zugehörigen Potentials. Das Resultat ist daher die Ausschmierung der Bandkante, das "Bandgaptailing" [Kan63] (Abb.2.4).

2.2 Polarisierte Elektronen in III-V Halbleitern

Durch geeignete Anregung von Elektronen im Halbleiter lassen sich polarisierte Elektronen erzeugen. Es entsteht ein Ungleichgewicht zwischen den beiden möglichen Spineinstellungen bezüglich der Quantisierungsachse. Bezeichnet man das Ensemble der Elektronen mit parallelem Spin N_{\uparrow} und das mit antiparallelem Spin N_{\downarrow} , so definiert man die Polarisation wie folgt:

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (2.5)$$

Um Elektronen im Halbleiter zu polarisieren, bedient man sich der Tatsache, dass sich, aus gruppentheoretischen Überlegungen, Auswahlregeln und Übergangswahr-

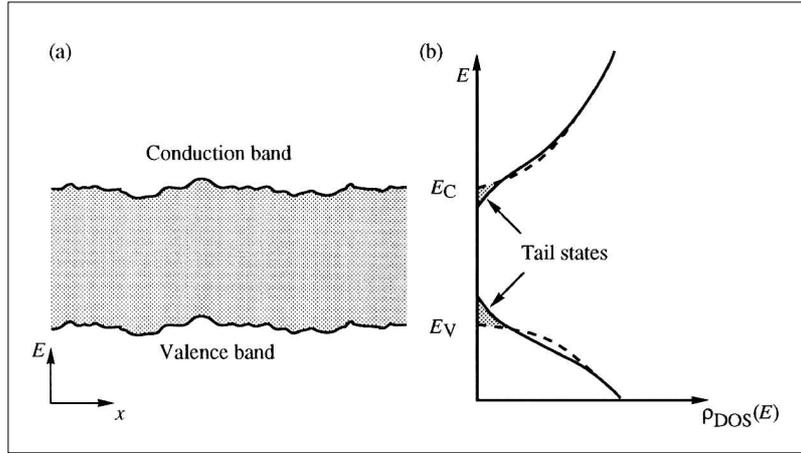


Abbildung 2.4: Ausschmieren der Bandkante bei hoher Dotierung [Schu93]

scheinlichkeiten für Dipolstrahlung ergeben. Die Zustände in Γ^6 , Γ^7 und Γ^8 transformieren sich danach exakt wie die s- und p-Eigenzustände des Drehimpulsoperators im Atom [Plu94] und [Dya84]. Es lässt sich also ein Termschema erstellen, wie in Abb. 2.5A dargestellt. Die Valenzbandniveaus $P_{3/2}$ und $P_{1/2}$ sind vier- beziehungsweise zweifach entartet. Das niedrigste Leitungsbandniveau $S_{1/2}$ ist ebenfalls zweifach ent-

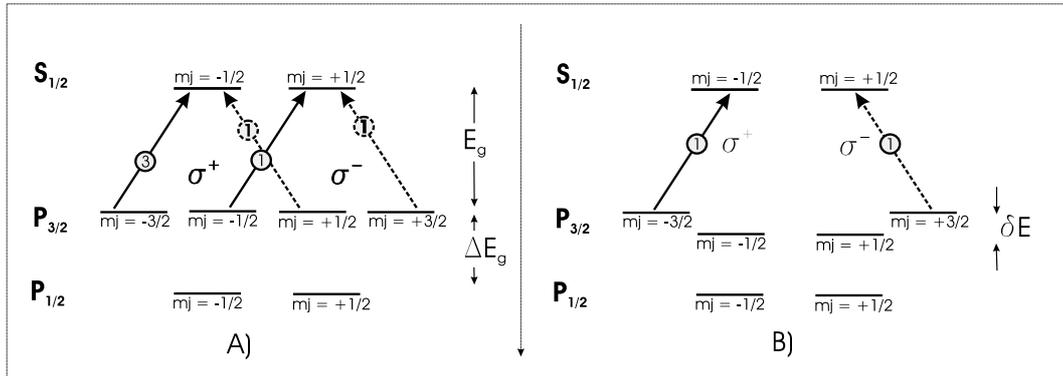


Abbildung 2.5: Termschema von GaAs (A) und strained GaAs (B) am Γ -Punkt

artet. Durch Einstrahlen von Photonen kann man Elektronen aus dem p-Zustand in den s-Zustand anheben. Dabei nutzt man die Auswahlregeln bei geeigneter Energie (d.h. $E_g \leq E_\gamma < E_g + \Delta E$) für Übergänge aus, indem man zirkular polarisiertes Licht verwendet. Die möglichen Übergänge sind dann $\Delta m = +1$ für σ^+ - und $\Delta m = -1$ für σ^- -Licht. Die zu σ^+ zugehörigen Übergangswahrscheinlichkeiten $W(-\frac{3}{2} \Rightarrow -\frac{1}{2})$ und $W(-\frac{1}{2} \Rightarrow +\frac{1}{2})$ stehen gerade im Verhältnis 3 : 1 (Abb.2.5A). Das gleiche gilt für σ^- -Licht. Man erhält die Elektronenpolarisation durch Einsetzen der Übergangswahrscheinlichkeiten in Gleichung 2.5:

$$P = \frac{3 - 1}{3 + 1} = 0.5 \quad (2.6)$$

Höhere Polarisationsgrade lassen sich durch Manipulation des Kristallgitters errei-

chen. Man streckt das Kristallgitter so, dass aus dem ursprünglichen Gitterwürfel mit Gitterkonstante (a, a, a) ein Quader mit Gitterkonstanten (a', a', c) entsteht (uniaxial deformiertes Gitter) (siehe Abb.2.6). Dieser so genannte *strained layer* Kristall wird durch epitaktisches Aufwachsen einer wenige 100nm dicken Halbleiterschicht

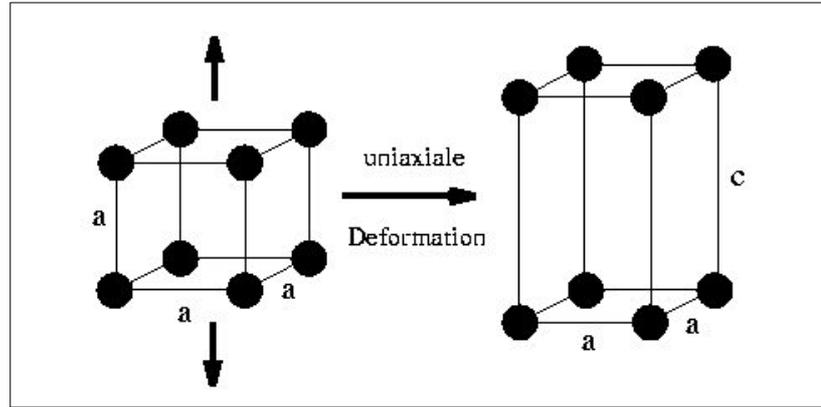


Abbildung 2.6: Verzerrung des Kristallgitters entlang der c-Achse

auf einem Substrat mit leicht anderer Gitterkonstante erzeugt. Dabei passt sich die Gitterkonstante der dünnen Schicht der Gitterkonstante des Substrats an. Bei den momentan in der polarisierte Elektronenquelle verwendeten Photokathoden wird $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ auf $\text{GaAs}_{0.75}\text{P}_{0.3}$ aufgebracht. Das Resultat bezüglich des Termschemas ist in Abb. 2.5B) dargestellt. Die 4-fach Entartung des $\text{P}_{\frac{3}{2}}$ Zustands wird aufgehoben und die Zustände mit $m_j = \pm\frac{1}{2}$ werden durch die Deformation um $\delta E = 57,9$ meV abgesenkt. Bei geeigneter Pumpenergie ($E_g \leq E_\gamma < E_g + \delta E$) erreicht man theoretisch 100% Polarisation. Praktisch führen aber verschiedene Prozesse zur Depolarisation, z.B. der Bir-Aronov-Pikus Prozess (BAP). Dieser Prozess resultiert aus der elastischen Spinaustauschstreueung spinpolarisierter Elektronen im Leitungsband an unpolarierten Elektronenlöchern im Valenzband. Dabei ist die Spinrelaxationszeit umgekehrt proportional zur Elektronenlochdichte und der mittleren Elektronengeschwindigkeit [Lam85]. Dieser und weitere Effekte [Har97] führen dazu, dass man mit modernen Photokathoden nicht mehr als $\sim 85\%$ Elektronenpolarisationen erreichen kann.

2.2.1 Kristalldeformation, Energielücke und Aufspaltung δE

Die Stärke der uniaxialen Deformation der *strained layer* Schicht wirkt sich auf die Größe der Aufspaltung δE bezüglich des $\text{P}_{\frac{3}{2}}$ Zustands und die Energielücke E_g der *strained layer* Schicht aus. Dabei ist die relative Gitterfehlانpassung³ Δa die entscheidende Größe. Sie beschreibt den Unterschied der Gitterkonstanten des Substrats a_s und der Gitterkonstante der aufgewachsenen *strained layer* Schicht a .

$$\Delta a = \frac{a - a_s}{a} \quad (2.7)$$

³lattice mismatch

Zur Beschreibung der Phänomene werden auch die Festkörperkonstanten c_{11} , c_{12} , A und B (c_{1x} = Elastizitätsmodul, A = Hydrostatisches Deformationsmodul und B = uniaxiales Deformationspotential) verwendet. Der Zusammenhang von Gitterfehlanelanpassung und Energielücke ergibt sich zu:

$$E_g^{def} = E_g + \left(-2A \frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} + B \frac{c_{11} + 2c_{12}}{c_{11}} \right) \Delta a \quad (2.8)$$

Die Größe der Aufspaltung δE des obersten Valenzbands (Abb. 2.5b), ist dann durch

$$\delta E = -2B \frac{c_{11} + c_{12}}{2c_{11}} \Delta a \quad (2.9)$$

gegeben. Eine vollständige Beschreibung sowie die Festkörper- und Gitterkonstanten können aus der Arbeit von [Sche98] entnommen werden. Wird GaAs_{0.95}P_{0.05} auf GaAs_{0.75}P_{0.25} aufgebracht, so ergibt sich mit $\Delta a = 0.895\%$ eine δE -Aufspaltung von 57,9 meV.

2.3 Photolumineszenz

Elektronen im Halbleiter werden durch einen Laserstrahl ausreichend hoher Photonenenergie ($E_g \leq h\nu$) aus dem Valenzband ins Leiterband gehoben. Dort thermalisieren sie und rekombinieren nach einiger Zeit mit Löchern im Valenzband. Dabei treten zwei unterschiedliche Rekombinationsprozesse auf.

Die *radiative Rekombination* (Abb. 2.7 a) bis c): Bei der radiativen Rekombination wird die frei werdende Energie von einem Photon übernommen. Das Photon lässt sich dann außerhalb des Halbleiters nachweisen. Die radiative Rekombination ist daher entscheidend für die Lumineszenzexperimente.

Bei der *nichtradiativen Rekombination* Abb. 2.7 d) begünstigt eine große Anzahl von Störstellen die Abgabe von Energie mithilfe von Phononen. Die frei werdende Energie wird also in Form von Wärme an den Halbleiter abgegeben. Nichtradiative Rekombination ist daher immer dort zu finden, wo eine große Menge von Störstellen vorhanden ist. Insbesondere im Bereich der Oberfläche dominiert dieser dissipative Prozess. In der vorliegenden Arbeit ist daher gerade das Lumineszenzlicht der *strained layer* Schicht der Photokathoden äußerst schwach, da diese Schicht eine Dicke von nur 150nm besitzt und damit zu einem großen Teil aus Oberfläche besteht.

Die Form des Lumineszenzspektrums (radiative Rekombination) ist in erster Näherung über die Verteilung der Band-zu-Band Übergänge (eh^4) gegeben (Abb. 2.7 a). Bei Band-zu-Band Übergängen rekombinieren freie Elektronen aus dem Leitungsband mit freien Löchern im Valenzband. Die Intensitätsverteilung der Rekombinationsstrahlung $I_{eh}(\hbar\omega)$ wird über die Zustandsdichten in Valenz- und Leitungsband und die Fermi-Dirac Verteilungsfunktionen von Elektronen- und Lochzuständen in den Bändern berechnet. Die Intensitätsverteilung ist:

$$I_{eh}(\hbar\omega) = (\hbar\omega)^2 (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \exp \left[\frac{-\hbar\omega - E_g}{kT} \right] \quad (2.10)$$

⁴electron hole transition

Das Maximum der Lumineszenzintensität (2.10) liegt bei:

$$\hbar\omega = E_g + \frac{1}{2}kT - \varepsilon \quad (2.11)$$

Bei Zimmertemperatur liegen daher Lumineszenzmaximum und Energielücke des Halbleiters $\frac{1}{2}kT = 12.5\text{meV}$ auseinander, wenn man davon ausgeht, dass nur eh-Rekombination stattfindet. bei flüssig Stickstoff Temperatur ist die Abweichung entsprechend geringer. Bei dotierten Halbleitern gibt es weitere Übergänge (siehe unten). Diese sorgen dafür, dass sich das Lumineszenzmaximum um ε zu kleineren Energien verschiebt. Die Größe des Effekts ist jedoch bis heute unbekannt. Er kann aber im Vorliegenden Fall auf 1 - 15meV abgeschätzt werden. Die Größe der Bandlücke kann also in erster Näherung über das Lumineszenzmaximum bestimmt werden.

Sieht man von den Band-zu-Band (eh) Übergängen ab, so gibt es noch weitere Möglichkeiten für radiative Rekombination. Zum einen die Annihilation von freien Exitonen (FE) Abb. 2.7 c) und zum anderen Übergänge vom Leitungsband in neutrale Akzeptorniveaus (eA^0), im p-dotierten Halbleiter Abb. 2.7 b). Der Einfluss von eA^0 - und FE- Übergängen hängt von Temperaturen ab. Beide Übergänge sind verstärkt bei tiefen Temperatur (flüssig Helium) zu beobachten.

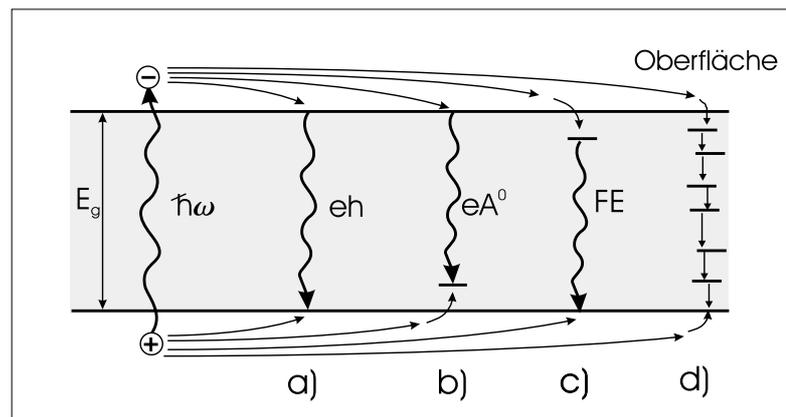


Abbildung 2.7: radiative Rekombination a) Elektron-Loch, b) Elektron mit neutralem Akzeptor und c) Freie Exitonen Rekombination, d) nichtradiative Rekombination an der Oberfläche des Halbleiters

2.3.1 Polarisiertes Licht

Licht, insbesondere teilweise oder total polarisiertes Licht lässt sich mithilfe der vier stokeschen Polarisationsparameter vollständig beschreiben. Der erste Parameter gibt die gesamte Intensität des optischen Feldes an. Die anderen drei beschreiben den Polarisationszustand des Lichts.

Zur Erläuterung benutzt man zwei ebene Wellen die orthogonal zueinander ausgerichtet sind.

$$E_x(t) = E_{0x}(t)\cos[\omega t + \delta_x(t)] \quad (2.12)$$

$$E_y(t) = E_{0y}(t)\cos[\omega t + \delta_y(t)] \quad (2.13)$$

E_{0x} und E_{0y} sind die momentanen Amplituden, ω ist die Winkelgeschwindigkeit und $\delta_x(t)$ und $\delta_y(t)$ die Phasendifferenz der beiden ebenen Wellen. Das resultierende Feld ergibt sich durch die Summe von $E_x(t)$ und $E_y(t)$.

$$E(t) = E_x(t) + E_y(t) \quad (2.14)$$

Die momentanen Größen wie E_{0x} sind experimentell nicht zugänglich; man muss also zur Beschreibung des Lichts auf gemittelte Größen übergehen. Dies gelingt mit den Stokes-Parametern:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ S_2 = 2E_{0x}E_{0y}\cos\delta \\ S_3 = 2E_{0x}E_{0y}\sin\delta \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Dabei beschreibt S_0 die Gesamtintensität des Lichts und der Parameter S_1 den horizontal bzw. vertikal polarisierten Anteil des Lichts. S_2 beschreibt den linear +/- 45 Grad Anteil und S_3 den zirkular polarisierten Anteil des Lichts. Für jede Art von polarisiertem Licht, aber auch für unpolarisiertes Licht, gilt immer die Ungleichung:

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.16)$$

Der Stokesvektor \mathbf{S} beschreibt das Licht also vollständig. Ein ausführliche Beschreibung ist z.B. in [Col93] zu finden.

2.3.2 Zirkular polarisiertes Lumineszenzlicht

Im thermischen Gleichgewicht des p-dotierten GaAs ist das Leitungsband sehr schwach mit Elektronen besetzt [Mai96]. Das bedeutet, dass die optisch gepumpten Elektronen den Hauptteil der Leitungsbandelektronen bilden ($\geq 99\%$).

Die *strained layer* Schicht der Kathode ist durchschnittlich mit $7 \cdot 10^{17}$ Atomen pro cm^3 dotiert. Jedes Dotierungsatom ist bestrebt, ein Elektron einzufangen, im Mittel entstehen daher bis zu einigen 10^{17} Elektronenlöcher pro cm^2 durch Elektroneneinfang in der 150nm dicken *strained layer* Schicht. Die Zahl der Elektronenlöcher, die durch optisches Pumpen entsteht, liegt, bei den verwendeten Pumpintensitäten, in der Größenordnung von 10^{15} bis 10^{16} pro Sekunde und mm^2 . Da die Rekombinationszeit der gepumpten Elektronen jedoch im Bereich von Pikosekunden liegt, ist klar, dass die große Mehrheit der Elektronenlöcher im Valenzband dadurch entsteht, dass die Dotierungsatome ein Elektron einfangen. Die Elektronenlöcher im Valenzband sind daher im Gegensatz zu den Elektronen im Leitungsband vorwiegend unpolarisiert. Beim Rekombinationsprozess der Elektronen mit Löchern herrscht also eine

klare Situation. Polarisierte Elektronen rekombinieren mit unpolarisierten Löchern. In der Dissertation von Mair [Mai96] wird gezeigt, dass die Lumineszenzpolarisation $P_\gamma(\uparrow)$, die durch Rekombination eines Spin-up Elektrons mit Polarisation P_e entsteht, durch die Gleichung

$$P_\gamma(\uparrow) = P_h \cdot \cos\omega \quad (2.17)$$

beschrieben wird. Dabei ist P_h der Kopplungsfaktor der Rekombinationstrahlung bezüglich des Spins. Er enthält die Rotationsabhängigkeit der Spindichtematrix und es gilt:

$$P_h \leq P_{e-} \quad (2.18)$$

Die Quantisierungsachse wird durch den Pumpstrahl festgelegt. Der $\cos\omega$ Term (Gl. 2.17) berücksichtigt die Orientierung der Leitungsbandzustände bezüglich der Quantisierungsachse. Um die gesamte Polarisation zu erhalten, muss über alle ω integriert werden.

Mit einer kleinen Überlegung kommt man dann direkt zur messbaren Lumineszenz-polarisation. Aus Symmetriegründen gilt:

$$P_\gamma(\uparrow) = -P_\gamma(\downarrow) \quad (2.19)$$

Die Lumineszenz-polarisation lässt sich nun als eine Mittlung über die berechneten Polarisationen formulieren.

$$P_\gamma = \frac{N_\uparrow \cdot P_\gamma(\uparrow) + N_\downarrow \cdot P_\gamma(\downarrow)}{N_\uparrow + N_\downarrow} \quad (2.20)$$

Mithilfe von Gleichung 2.5 lassen sich die Zustandsdichten N_\uparrow mit $m_j = +\frac{1}{2}$ und N_\downarrow mit $m_j = -\frac{1}{2}$ beschreiben:

$$N_\uparrow = (1 + P_{e-}) \cdot \bar{N} \quad N_\downarrow = (1 - P_{e-}) \cdot \bar{N} \quad (2.21)$$

Dabei ist die mittlere Besetzungsdichte \bar{N} durch

$$\bar{N} = \frac{1}{2}(N_\uparrow + N_\downarrow) \quad (2.22)$$

gegeben. Die Gleichungen (2.20) und (2.21) lassen sich daher zur messbaren Lumineszenz-polarisation P_γ zusammenfassen.

$$P_\gamma = P_{e-} \cdot P_h \cdot \cos(\omega) \quad (2.23)$$

Der Gleichung 2.23 erlaubt daher einen Rückschluss von der zu untersuchenden Lumineszenz-polarisation auf die Spinpolarisation der photoemittierten Elektronen an der polarisierten Elektronenquelle.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Das Kapitel beinhaltet den experimentellen Aufbau der verwendeten Messapparatur sowie eine Beschreibung der zur Automatisierung von Steuer- und Messprozessen erstellten Programme. Außerdem werden die zur Verfügung stehenden Photokathoden vorgestellt.

3.1 Genereller experimenteller Aufbau

Zur Untersuchung von Lumineszenzlicht an Photokathoden wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Apparatur aufgebaut. Für die Apparatur benötigt man eine Lichtquelle zur Anregung des Lumineszenzlichts. Zur Lichtmanipulation und Polarisationsanalyse werden Viertelwellenverzögerer und Linearpolarisatoren verwendet. Um Polarisationsmessungen durchführen zu können müssen die Proben auf 77 Kelvin gekühlt werden. Anschließend muss das Signal spektral zerlegt, und über ein Detektor nachgewiesen und aufbereitet werden. Die Messdaten werden letztlich zu einem PC transferiert, dort graphisch dargestellt und gespeichert. Der gesamte Aufbau ist in Abb. 3.1 dargestellt.

3.1.1 Das Lasersystem

Um das Lumineszenzlicht im Kristall anzuregen, benötigt man eine Lichtquelle mit möglichst geringer Bandbreite und hoher Intensität. Die Experimente wurden mit zwei verschiedenen Lichtquellen durchgeführt. Erstens wurde eine 50mW Laserdiode bei 662nm Wellenlänge beschafft. Die Diode wird für die Lumineszenzspektroskopie im Wellenlängenbereich 700-750nm eingesetzt. Zweitens steht ein durchstimmbares Titan-Saphir- (TiSa) Lasersystem¹ mit 2 Spiegelsätzen für die Wellenlängenbereiche von 724-810nm und 820-920nm zur Verfügung. Das TiSa-System wird mit einem 5W Nd:YVO4 Laser² bei 532nm gepumpt. Es findet für die Lumineszenzspektroskopie im Wellenlängenbereich 730-840nm seine Anwendung. Hier steht eine Laserleistung

¹MIRA 900, Firma Coherent

²Verdi, Firma Coherent

von bis zu 350mW zur Verfügung.

Das Laserlicht wird mit einer Multimodefaser vom Laser zum Experiment transferiert.

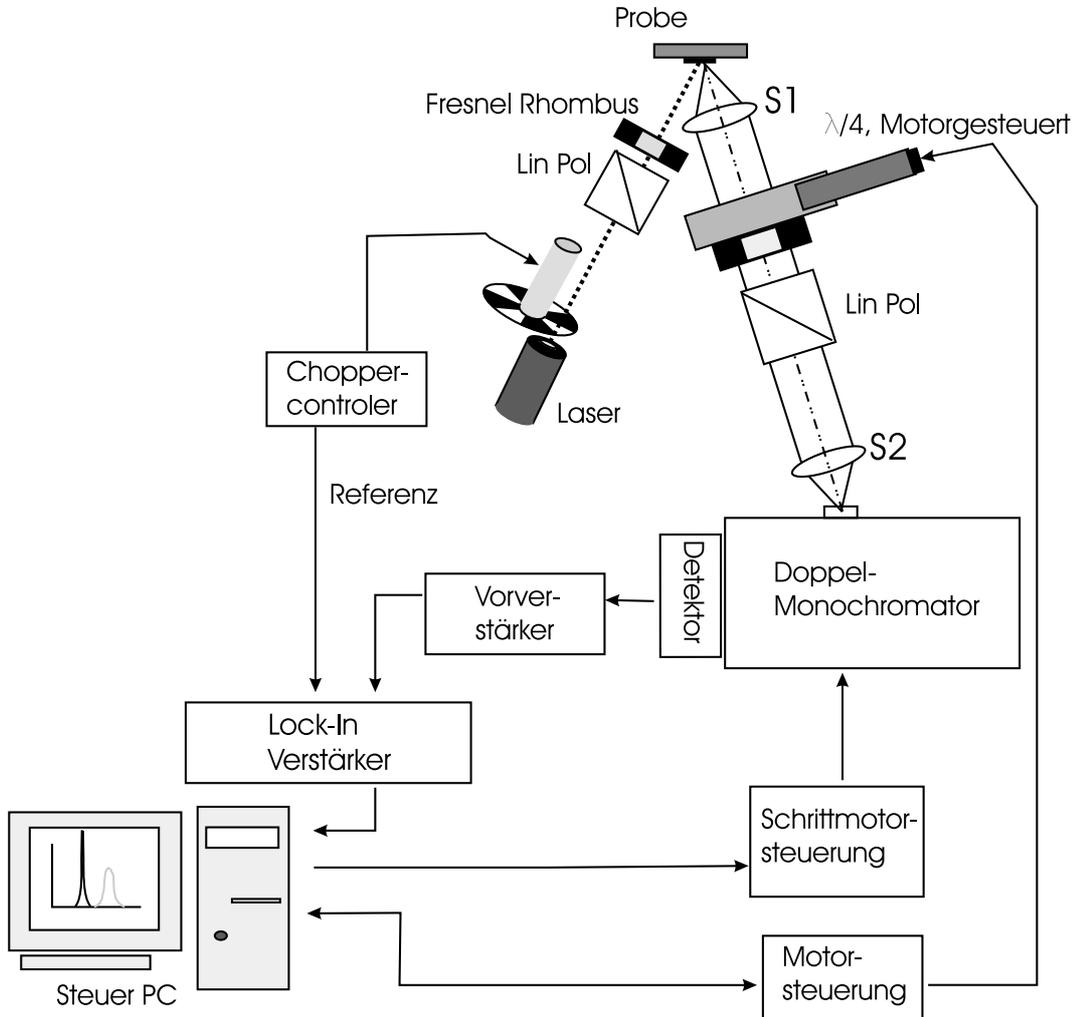


Abbildung 3.1: Experimenteller Aufbau zur Photolumineszenzanalyse

3.1.2 Der Monochromator

Für die Analyse des Lumineszenzspektrums von Halbleiterkristallen bedient man sich verschiedener Hilfsmittel. Zur spektralen Zerlegung des Lichts ist ein Spektrometer mit hinreichend guter Auflösung notwendig. Denn schon zu Beginn der Arbeit war klar, dass mit dem Spektrometer auch die Erwärmung der Photokathode durch den Pumplaser untersucht werden soll. Eine Erwärmung des Kristalls bewirkt eine Verschiebung des Lumineszenzspektrums von ca. 0.3 Nanometer pro 1 Grad Kelvin. Für das Ziel, die Temperaturänderung auf ein Grad genau bestimmen zu können, wird also eine Auflösung von $\leq 0.3\text{nm}$ benötigt.

Aus Restbeständen eines aufgegebenen Forschungsprojekts im Universitätsklinikum

Mainz konnte ein Doppelmonochromator³ mit 0.1 nm Auflösung und 250mm Brennweite günstig erworben werden.

Der Doppelmonochromator ist aus zwei separierbaren Monochromatoren aufgebaut. Die erste Stufe kann sowohl im Verbund mit der zweiten als auch alleine betrieben werden. Teil der Messungen wird mit dem ersten Monochromator alleine durchgeführt, da sich hier einige Vorteile ergeben (siehe unten). Jede Stufe besitzt einen Schrittmotor. Mit geeigneter Ansteuerung lassen sie sich folglich automatisch steuern. Um den Doppelmonochromator automatisch zu betreiben, müssen zwei Schrittmotoren synchron betrieben werden. Soweit ein Einfachmonochromator ausreicht, lassen sich Probleme bei der Synchronisierung der Schrittmotoren vermeiden. Der Einfachmonochromator wurde für die Phosphorkonzentrationsmessungen und die Temperaturmessungen eingesetzt, während das Doppelsystem für die Polarisationsmessung verwendet werden konnte.

Ansteuerelektronik und Software waren bei der Übernahme des Geräts nicht vorhanden. Da pro Lumineszenzspektrum etwa 300 Messpunkte angefahren werden müssen, ist für die Untersuchung vieler Spektren im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Steuereinheit unbedingt erforderlich. Die Steuereinheit besteht aus einem Schrittmortreiber und einem PC Programm. Der Schrittmortreiber wurde in Zusammenarbeit mit unserer Elektronikabteilung aufgebaut und wird über den Parallelport eines PCs angesteuert (siehe Abb. 3.2). Das Programm zur Ansteuerung des Motortreibers wurde für diesem Zweck mit dem anwendungsorientierten Programmierool LabVIEW⁴ programmiert. Es setzt die nötigen Steuerpulse auf den Parallelport des Steuer-PC ab, der mit dem Schrittmortreiber verbunden ist. Das Programm wird später näher erläutert.

Bei der Analyse der Polarisation des Lumineszenzlichts ist die Messapparatur be-

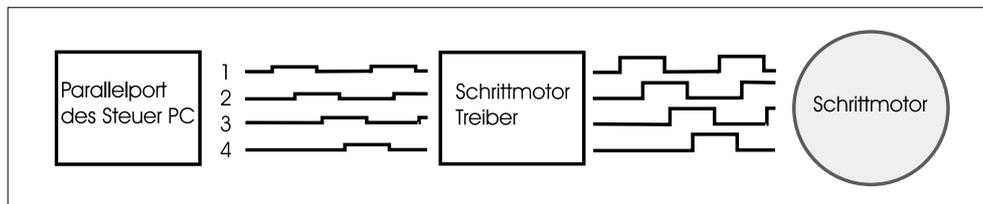


Abbildung 3.2: Steuereinheit für einen Schrittmotor

sonders sensitiv auf Laserstreulicht, siehe Kapitel 4.2.2. Aus diesem Grund werden hier beide Stufen des Doppelmonochromators zur besseren Streulichtunterdrückung eingesetzt.

Ein einzelner HR250 Monochromator unterdrückt das Streulicht etwa um den Faktor 10^5 , mit einer zweiten Stufe lässt sich das Streulicht um einen zusätzlichen Faktor von 10^3 unterdrücken. Damit gleichzeitig die Transmission der Durchlasswellenlänge des Doppelmonochromatorsystems möglichst groß bleibt, wird der Doppelmonochromator subtraktiv aufgebaut. Im subtraktiven Aufbau werden alle Wellenlängen, die den Ausgangsspalt des ersten Monochromators passieren, wieder im Ausgangsspalt des zweiten Monochromators gemischt. Das bedeutet, dass sich zwar die spektrale

³HR250, Firma Jobin Yvon

⁴Firma National Instruments

Auflösung des Doppelmonochromators gegenüber einem einfachen Monochromator nicht weiter erhöht, aber die Transmission des gesamten Systems nur um ca. 50% vermindert ist. Mit der subtraktiven Anordnung gewinnt man daher einen Faktor $5 * 10^2$ im Signal zu Untergrund (Laserstreulicht) Verhältnis.

In additiver Anordnung erreicht man zwar fast die doppelte Auflösung eines einfachen Monochromators und die Streulichtunterdrückung ist ebenfalls in der Größenordnung von 10^3 , der Nachteil für diese Anwendung ist aber, dass die Transmission der Durchlasswellenlänge viel geringer ist, so dass das entscheidende Signal zu Untergrund Verhältnis in diesem Fall schlechter ausfällt.

Da jede Stufe einzeln angetrieben wird, mussten zwei Schrittmotor-Steuereinheiten aufgebaut werden, die beide über den Parallelport des PCs angesteuert werden. Es wurde erreicht, dass die beiden Schrittmotoren soweit synchron laufen, dass bis zu einer Auflösung des Gesamtsystems von etwa 0.4nm keine Gleichlaufstörungen auftreten, die das Spektrum verfälschen. Bei höherer Auflösung zeigte sich, dass das Messsignal von einer sinusähnlichen Schwebung überlagert wurde. Diese rührt daher, dass die Durchlasswellenlänge der beiden Monochromatoren leicht gegeneinander verschoben wird. Für die Messungen zur Lumineszenzpolarisation reicht jedoch die geringere Auflösung des Systems völlig aus. Die einzelnen Messpunkte liegen hier mindestens 5nm auseinander. Für die übrigen Messungen (zur Phosphorkonzentration und Temperatur) wurde der "abgetrennte" Einfachmonochromator mit einer Auflösung von bis zu 0.1nm eingesetzt.

3.1.3 Detektor

Zur Detektion des Lumineszenzlichts wird ein Photodetektor benötigt. Dieser sollte, da verschiedene Messungen mit unterschiedlichen Signalen durchgeführt werden, mehrere Eigenschaften besitzen. Zum einen werden für Hochtemperaturmessungen Signale im Wellenlängenbereich von 880 bis maximal 1200nm erwartet. Hier kann eine InGaAs-Photodiode eingesetzt werden. Die Quantenausbeute der InGaAs-Photodiode liegt bei 0.3-0.4A/W Lichtleistung im Bereich von 850 bis 1200nm.

Für die Phosphorkonzentrationsanalyse werden Wellenlängen zwischen 700 und 840 nm erwartet. Für diesen Bereich steht eine Silizium Diode mit Quanteneffizienz von maximal 0.6A/W Lichtleistung zur Verfügung (Abb. 3.3). Der Vorteil der Silizium Diode ist, dass die Quanteneffizienz über den entscheidenden Bereich konstant ist. Im Laufe der Experimente hat sich jedoch gezeigt, dass die Lichtstärke des Lumineszenzlichts von *strained layer* Schichten in ungünstigen Fällen nur einige 10 Femtowatt beträgt. Normale Photodioden besitzen eine 'noise equivalente power' (NEP)⁵ im Bereich von 100 Femtowatt. Bei so schwachen Signalen wird es schwierig, kurze Einschwingzeiten der Elektronik zu erreichen.

Photomultiplier haben dagegen häufig eine NEP von weniger als einem Femtowatt bei einem 10^7 - fach verstärkten Signal. Die Voraussetzungen für eine schnelle und genaue Messung sehr kleiner Signale sind hier daher wesentlich günstiger. Für die hier vorgesehenen Anwendungen kommen also Photomultiplier in Frage, die möglichst weit im Infraroten arbeiten, da das Lumineszenzspektrum des *strained*

⁵Rauschstrom, der einer bestimmten Signalstärke entspricht

layers ja im Wellenlängenbereich von 740 bis 820nm liegt. Das Standardkathodenmaterial der Photomultiplier für diesen Bereich, S1, ist wegen seinem hohen Rauschen und der relativ geringen Quanteneffizienz ungeeignet. Auch das GaAs(Cs) Kathodenmaterial 650S (Abb. 3.3) ist wegen starkem Rauschen ungeeignet.

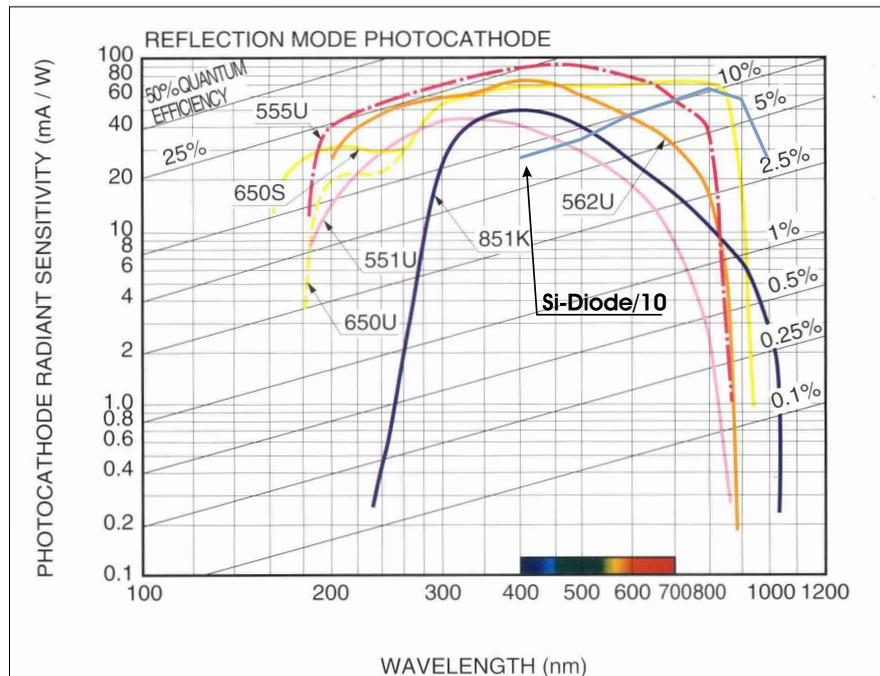


Abbildung 3.3: Quanteneffizienz des Kathodenmaterials einiger Photomultiplier und einer Silizium Photodiode

Statt dessen wurde ein Photomultiplier, Typ R3896⁶ mit Kathodenmaterial 555U (Abb. 3.3), mit Quanteneffizienz von 33mA/W bei 800nm und einer Verstärkung von 10^7 erworben. Der Verlauf der Quanteneffizienz dieses Photomultiplier ist aus Abb. 3.3 zu entnehmen. Wegen seines geringen Rauschens bei hoher Verstärkung ist er für diese Anwendung gut geeignet.

3.1.4 Signalaufbereitung

Um das Detektorsignal aufzubereiten wird ein rauscharmer Impedanzwandler und ein Lock-In Verstärker verwendet. Das Detektorsignal wird mit einem Impedanzwandler auf den verwendeten Lock-In Verstärkereingang angepasst. Der Wandler wurde von unserer Elektronikabteilung hergestellt und liefert 0,1Volt/nA mit einer Bandbreite von 0.1-350 Hz. Der verwendete Operationsverstärker⁷ zeichnet sich durch sehr niedriges Rauschen aus.

Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis weiter zu optimieren und die Messung vom

⁶R3896, Firma Hamamatsu

⁷OPA128, Firma Burr-Brown

Restlicht der Umgebung zu entkoppeln, wurde ein Lock-In Verstärker⁸ zur weiteren Signalaufbereitung erworben. Dieser ermöglicht Messungen bei hohem Untergrund, z.B. bei Tageslicht.

Dagegen wären eine Messungen mit Photonen-zählung mit erheblichem Aufwand verbunden. Die Kühlung des verwendeten Photomultipliers und ein absolut lichtdichter Messaufbau sind dabei nur zwei notwendige technische Aspekte. Zum anderen wären für die Zukunft geplante Temperaturmessungen mit geheizten Photokathoden auf Grund des starken Lichtsignals der verwendeten Heizwendel mit einem Photonzähl-system nicht mehr realisierbar.

Zur Modulation des Signals für die Lock-In Messung wird ein optisches Choppersystem⁹ verwendet. Die Lock-In Frequenz wird im oberen Bandbereich des Impedanzwandlers gewählt (260-340 Hz), um niederfrequentes Rauschen des Detektors zu unterdrücken.

Das vom Lock-In Verstärker verstärkte Signal wird über eine ADC¹⁰ -Karte in den PC zur Datenerfassung transferiert. Zur Analyse von polarisiertem Licht werden zusätzlich verschiedene optische Elemente, wie z.B. $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerer und Linearpolarisatoren, verwendet. Die Beschreibung folgt im Kapitel 3.3.2.

3.2 Messanordnung zum Phosphorgehalt in GaAsP

Zur Analyse des Phosphorgehalts in *strained layer* Photokathoden wird das Lumineszenzlicht des Kristalls mit einem Laserstrahl geeigneter Wellenlänge angeregt. Von dem Kristall aus wird das Licht dann über eine Linse "S1" (Brennweite $f = 80\text{mm}$) auf den Eingang des Monochromators fokussiert. Die in Abb. 3.1 eingezeichneten $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerer und Linearpolarisatoren werden in dieser Messanordnung weggelassen. Nach der spektralen Zerlegung wird das Signal der im Monochromator vorgewählten Durchlasswellenlänge über den Detektor und das oben beschriebene Verstärkersystem einer ADC-Karte im Steuer-PC zugeführt. Dort stellt dann ein entsprechendes LabVIEW Programm die Wellenlänge mit der zugehörigen Intensität graphisch dar und schreibt beides zur späteren Verwendung in eine Datei. Durch die Auswertung der Lumineszenzspektren kann der Phosphorgehalt einzelner Schichten bestimmt werden.

3.3 Aufbau zur Messung der Lumineszenzpolarisation

Der experimentelle Aufbau zur Messung der Lumineszenzpolarisation ist im wesentlichen in Abb. 3.1 dargestellt. Für die Polarisations-Messung wird ausschließlich das durchstimmbare TiSa-Lasersystem verwendet. Der Laserstrahl wird über eine Multimode-Faser vom Laser zum Messaufbau transferiert. Um zirkularpolarisiertes Licht zu erzeugen, wird der Laserstrahl zuerst durch einen Linearpolarisator geführt.

⁸Modell 5209, Firma PerkinElmer Instr.

⁹Modell 230, Firma HMS elektronik

¹⁰ADC: Analog-Digital-Konverter

Dieser sorgt dafür, dass die optische Achse des Lichts festgelegt wird. Anschließend durchläuft der Strahl einen $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerer, dessen optische Achse gegenüber dem Linearpolarisator um 45 Grad geneigt ist. Man erhält zirkular polarisiertes Licht. Für diesen Zweck wurde ein Fresnelrhombus¹¹ eingesetzt, um die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerung über den Wellenlängenbereich von 700-900nm zu gewährleisten. Die Kathodenproben befinden sich in einem Kryostat.

3.3.1 Kühlen der Proben

Wie oben erwähnt, werden die Photokathoden zur Lumineszenzanalyse der *strained layer* Schicht auf flüssig Stickstoff Temperaturen gekühlt, siehe auch Kapitel 4.1.2. Der zur Kühlung benötigte Kryostat¹² konnte ebenfalls aus dem Restbestand des aufgegebenen Forschungsprojekts am Universitätsklinikum Mainz erworben werden. Es ist ein so genannter "continuous flow cryostat", der im Betrieb von einem regelbaren Strom kalter Flüssigkeit oder Gas gekühlt wird. Bevor der Kryostat eingesetzt werden konnte, wurde er in Zusammenarbeit mit der Vakuumabteilung des Instituts für Kernphysik vollständig überholt. Der Kryostat besitzt im Probenbereich drei Fenster, so dass die Probe für optische Untersuchungen zugänglich ist (siehe Abb. 3.4). Im Bild ist im Innern des Kryostaten die Photokathode zu erkennen. Der Kryostat ist an einen 150 Liter flüssig Stickstoff Dewar angeschlossen, damit lässt sich der Kryostat über einen Zeitraum von ca. 3 Wochen kühl halten.

Ganz entscheidend für das Gelingen der Polarisationsanalyse des Lumineszenzlichts

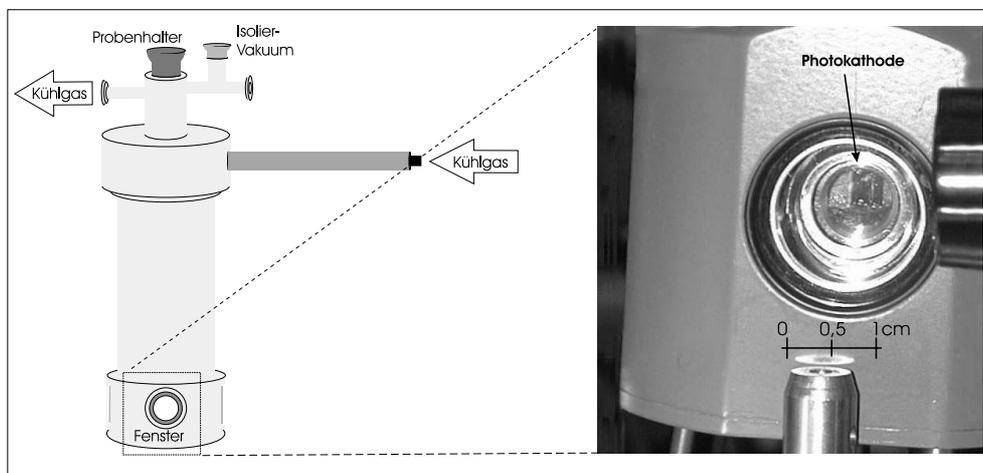


Abbildung 3.4: Kryostat zum Kühlen der Proben

ist es, das einlaufende Laserpumplicht und das ungerichtet austretende Lumineszenzlicht möglichst effektiv durch die kleine Fensteröffnung des Kryostaten mit einem Durchmesser von 1cm hindurch zu fädeln. Dabei darf unter keinen Umständen Störlicht vom Laserpumpstrahl direkt, mit bis zu 150mW Lichtleistung, oder von einem seiner Reflexe von den Kryostatfenstern etc. in die Polarisationsanalysoptik

¹¹Firma B. Halle

¹²CF 1024, Firma Oxford

gelangen. Der helle hoch polarisierte Laserstrahl würde im Monochromator einen hoch polarisierten Untergrund verursachen, dessen Beitrag zum eigentlichen Signal das Messergebnis stark verfälschen kann, siehe Kapitel 4.2.2. Trotzdem muss die Sammellinse S1, Abb. 3.1 für das Lumineszenzlicht, so nah wie möglich an die Probe gebracht werden, um möglichst wenig Lumineszenzsignal zu verlieren. Ähnlich wichtig ist die Halterung der Proben selbst. Es sollen Proben mit Ausmaßen von bis zu 2 mal 2mm, wie z.B. die S-26 Kathode, in die Sollposition im Kryostat gebracht werden können, ohne den optischen Aufbau neu einjustieren zu müssen. Eine einfache Klemmvorrichtung aus Wolframdraht erwies sich als sehr praktisch, Abb. 3.5.

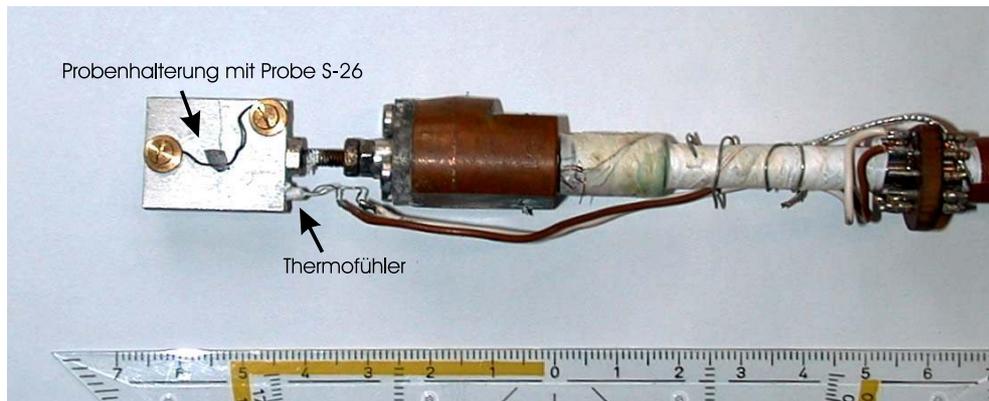


Abbildung 3.5: Probenhalterung im Kryostat mit Thermofühler, Probe: S-26

3.3.2 Verfahren zur Messung von Polarisation

Die Messung der Polarisation beruht auf dem Verfahren, das Licht durch einen sich drehenden $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerer und anschließend durch einen festgehaltenen Linearpolarisator als Analysator propagieren zu lassen [Col93]. Die Wirkungsweise von $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerer und Linearpolarisator sind stark vom Einfallswinkel des Lichts abhängig. Um eine genaue Polarisationsmessung durchführen zu können, muss daher ein paralleler Lumineszenzlichtstrahl mit möglichst geringer Winkeldivergenz erzeugt werden. Dieser Parallelstrahl wird mit Sammellinse S1 erzeugt (siehe Abb. 3.1). $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerer und Linearpolarisator müssen dann senkrecht in dem Parallelstrahl angeordnet werden.

Aufgrund des verwendeten Breitband Verzögerers ergibt sich jedoch ein systematischer Fehler. Der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerer besitzt im Bereich von 600 bis 1000nm einen Phasenfehler, der vom Hersteller mit $\Delta\varphi = \pm 4.5^\circ$ angegeben wird. Dieser Phasenfehler bewirkt eine Unsicherheit in der Polarisationsmessung von $\leq 1\%$.

Der Analysemechanismus kann dann z.B. mit einem einfach herzustellenden, vollständig linear- und einem vollständig zirkularpolarisierten Laserstrahl überprüft werden. Solche Tests liefern ebenfalls einen Messfehler der Apparatur von weniger als einem Prozent der Polarisation.

3.3.2.1 Analyse von polarisiertem Licht

In der vorliegenden Arbeit wird die Analyse mithilfe eines sich drehenden Viertelwellenverzögerers und einem Linearpolarisator als Analysator durchgeführt [Col93]. Dabei ist \mathbf{S} der Stokesvektor des eintreffenden Lichtstrahls.

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Für das Licht, das durch den Viertelwellenverzögerer und den Linearpolarisator propagiert, gibt es Transfermatrizen, die die Transformation des Stokesvektors \mathbf{S} durch den jeweiligen optischen Manipulator beschreiben. Für eine exakte $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerung hat die Viertelwellenverzögerer Transfermatrix \mathbf{M}_{QW} die Form :

$$\mathbf{M}_{QW} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\Theta) & \sin(2\Theta)\cos(2\Theta) & \sin^2(2\Theta) \\ 0 & \sin(2\Theta)\cos(2\Theta) & -\sin^2(2\Theta) & -\cos(2\Theta) \\ 0 & \sin(2\Theta) & \cos(2\Theta) & 0 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Sie ist abhängig vom Drehwinkel Θ des Verzögerers, der durch den Winkel zwischen optische Achse des Verzögerers und der Durchlassrichtung des Linearpolarisators festgelegt wird.

In der vorliegenden Arbeit kommt der Linearpolarisator nur in horizontaler Ausrichtung zum Einsatz. Änderungen der Linearpolarisatororientierung würden dazu führen, dass die Polarisationsseigenschaften des Monochromators berücksichtigt werden müssen. Um dies zu vermeiden, bleibt der Linearpolarisator als Analysator in seiner horizontalen Position. Hier vereinfacht sich die Transfermatrix \mathbf{M}_{LP} zu:

$$\mathbf{M}_{LP} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Es ergibt sich nach dem Durchlaufen der beiden optischen Manipulatoren ein neuer, vom Drehwinkel des Viertelwellenverzögerers abhängiger Stokesvektor \mathbf{S}' .

$$\mathbf{S}' = \mathbf{M}_{LP} \cdot \mathbf{M}_{QW} \cdot \mathbf{S} \quad (3.4)$$

Als messbare Größe ist die Gesamtintensität des Lichts also S_0 bzw. S'_0 zugänglich. Um auf den Polarisationszustand des Lichts zu schließen, löst man nun die Gleichung 3.4 nach S'_0 auf und erhält:

$$S'_0 = \frac{1}{2} \left(S_0 + S_1 \cos^2(2\Theta) + S_2 \sin(2\Theta) \cos(2\Theta) + S_3 \sin(2\Theta) \right) \quad (3.5)$$

Misst man nun die Detektorintensität S'_0 in Abhängigkeit vom Drehwinkel des Viertelwellenverzögerers, so können die vier Parameter S_0 bis S_3 mithilfe eines Fitprogramms an die Messdaten angepasst werden. Man erhält dann die Stokesparameter des Lichts vor der Analyseoptik.

3.4 Aufbau zur Messung der Kathodentemperatur

Die Messung der Temperatur im Laserfleck auf der Photokathode wird über die Energielücke bestimmt. Die Energielücke hängt gemäß Gleichung 2.3 von der Temperatur ab. Der apparative Aufbau ist prinzipiell wieder in Abb. 3.1 dargestellt. Es müssen jedoch kleinere Veränderungen gemacht werden. Der Polarisationsanalyse-Mechanismus (Linearpolarisatoren und Viertelwellenverzögerer) wird weggelassen und das Lumineszenzlicht wird direkt über die Sammellinse S1 auf den Monochromatoreingang fokussiert. Der optische Chopper für den Lock-In Verstärker wird so platziert, dass er nicht mehr den Laserstrahl, sondern direkt das Lumineszenzlicht moduliert. Dies ist notwendig, um die gesamte Laserleistung für die Erwärmung der Kathode zu nutzen.

Um Kühlen der Kathode durch Konvektion am Laserfleck zu vermeiden wird die

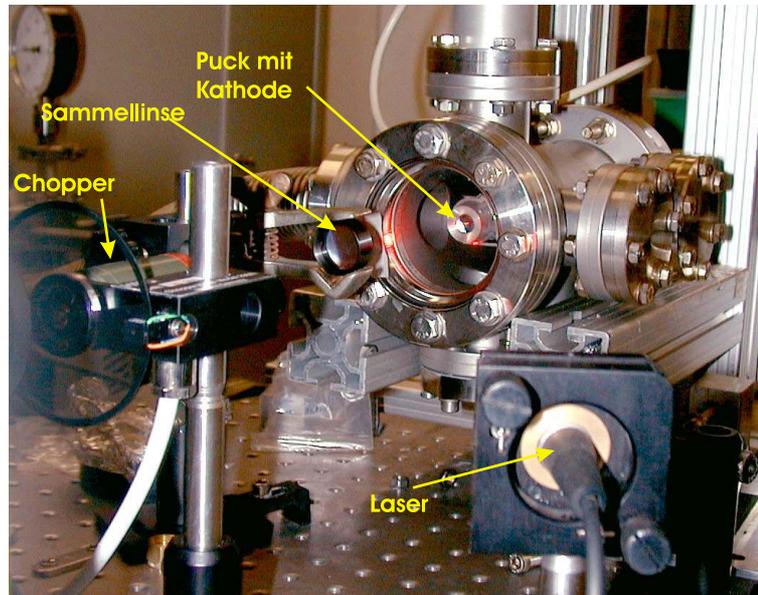


Abbildung 3.6: Aufbau zur Temperaturanalyse

Messung bei Drücken von 3 bis $5 \cdot 10^{-5}$ mbar durchgeführt. Die Temperaturmessung

findet daher in einer Vakuumapparatur statt, d.h. die Kathode wird durch ein Fenster der Apparatur mit dem Laserstrahl beleuchtet (siehe Abb. 3.6). Damit sich die Kathode in ähnlicher thermischer Umgebung wie in der Quellenkammer der polarisierten Elektronenkanone befindet, wird die Kathode in dem bei uns üblichen Kathodenpuck platziert. Der Puck besteht, wegen der guten Wärmeleitung, aus Molybdän. Er ist an der Außenfläche poliert, um im starken elektrischen Feld der Elektronenquelle keine Feldspitzen zu erzeugen. Eine Beschreibung des Pucks ist in der Dissertation [Nac95] zu finden. In der Mitte des Pucks wird die Kathode mit einem Draht festgeklemmt. Der Puck wird mit einer Gabel in der Vakuumkammer aufgehängt (siehe Abb. 3.6). Zur Detektion des Lumineszenzlichts wird der Siliziumdetektor benutzt. Das Signal kann direkt in den Lock-In Verstärker eingespeist werden. Die Temperaturbestimmung erfolgt über die Lage des Lumineszenzmaximums.

3.5 LabVIEW-Programme zur Datenerfassung

LabVIEW ist ein anwendungsorientiertes Programmier-Tool für das Betriebssystem Windows. Es ist eine grafische Entwicklungsumgebung für die Erstellung von Datenerfassungs-, Steuer- und Regelungssystemen. Im Gegensatz zu herkömmlichen Programmiersprachen wie z.B. C und C++ werden in LabVIEW fertige Programmeinheiten zu Verfügung gestellt. Die Programmeinheiten wie z.B. Timer, Outputmodule etc. können einfach in ein neues Programm integriert werden. Für die vorliegende Arbeit wurden zwei Programme erstellt.

3.5.1 Steuerung des Monochromators

Zur Ansteuerung des Monochromators wurde ein Programm erstellt, das die Treiberplatine für den Schrittmotor ansteuert und das verstärkte Detektorsignal mithilfe einer ADC-Einschubkarte im Steuer-PC zu definierten Zeiten ausliest. Zur Aufnahme eines Spektrums fährt der Schrittmotor den Monochromator jeweils um 0.4 bzw. 1nm weiter und wartet dann eine wählbare Zeitspanne auf das Einschwingen der Verstärker (je nach Integrationszeit des Lock-In Verstärkers zwischen 0.5sec und 1min). Nach Abwarten der Einschwingzeit wird das verstärkte Detektorsignal ausgelesen. Der ausgelesene Wert wird dann mit der zugehörigen Durchlasswellenlänge des Monochromators in eine Datei geschrieben und auf dem Steuer-PC mit den vorherigen schon gemessenen Werten als Spektrum graphisch dargestellt. Ein Blockdiagramm des Programms (Abb. 3.7) veranschaulicht die einzelnen Schritte.

Der Schrittmotor des Monochromators ist ein Vierphasenschrittmotor. Er wird für diese Anwendung im Vollschrittmodus betrieben. Jeder Schritt entspricht im Monochromator 0.001nm. Um keine Schritte zu verlieren und den Motor nicht zu zerstören müssen die Steuerpulse in einem zeitlich exakt eingehaltenen Muster am Schrittmotor eintreffen. Das Muster ist in Abb. 3.2 dargestellt. Problematisch ist dabei, dass das Betriebssystem Windows NT keine Echtzeitanwendungen wie das Schreiben von Bits auf dem Parallelport zu exakten Zeiten unterstützt. Nach mehreren Tests konnte trotzdem erreicht werden, dass die Steuerpulse für die einzelnen

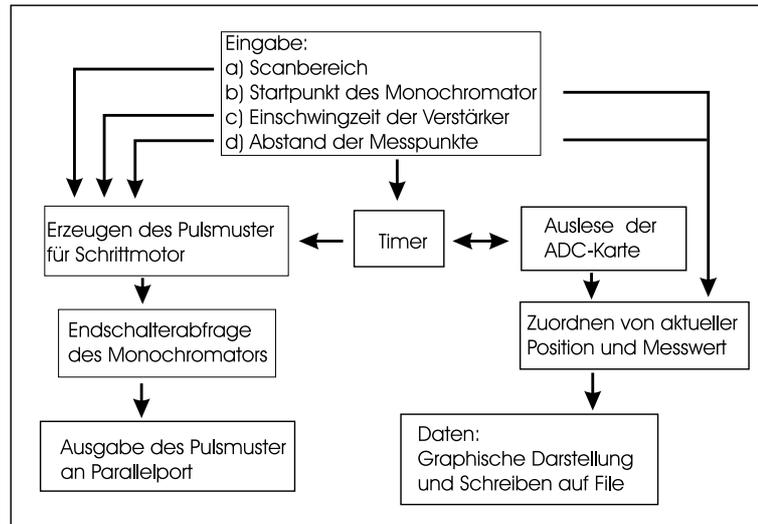


Abbildung 3.7: Blockbild der Monochromatorsteuerung

Schritte des Schrittmotors im 10 msec Takt auf den Parallelport geschrieben werden, so dass ein Spektrum noch in relativ kurzer Zeit aufgenommen werden kann.

3.5.2 Steuerung des $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerers

Ähnlich wie das oben beschriebene Programm arbeitet das Programm zur Steuerung des $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerers. Der Unterschied besteht darin, dass der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerer mit einem kommerziellen motorisierten Positionierer¹³ gesteuert wird. Dementsprechend gibt das Programm jeweils die neue Position für den $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerer an den Motorcontroller aus und wartet auf Rückmeldung, dass die Position erreicht ist. Dann wird wieder auf das Einschwingen des Verstärkersystems gewartet. Nach Abwarten der Einschwingzeit wird wieder das verstärkte Detektorsignal ausgelesen und anschließend mit dem Drehwinkel des $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerers auf eine Datei geschrieben und auf dem Steuer-PC mit den vorherigen schon gemessenen Werten graphisch dargestellt. Auch hier können wieder die entscheidenden Messparameter vor der Messung eingestellt werden (siehe Abb. 3.7). Die Lock-In Integrationszeit und der Abstand der einzelnen Messpunkte in Grad (Inkrement) können über die beiden Drehknöpfe vorgewählt werden. Außerdem besteht die Möglichkeit, zwischen einer 180 und einer 360 Grad Rotation des Viertelwellenverzögerers zu wählen.

3.6 Die zu untersuchenden Kristalle

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden 8 verschiedene Kristallproben untersucht. Zum einen handelt es sich um bekannte, getestete Kathoden und zum anderen um neue Kathoden, für die eine Prognose bezüglich ihrer Einsatzfähigkeit an der

¹³Motorcontroller DMC310S, Firma Spindler + Hoyer

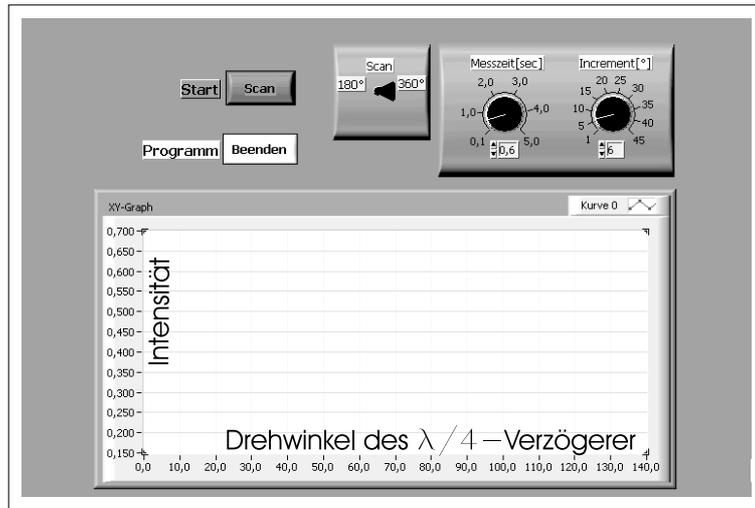


Abbildung 3.8: Frontpanel zum Bedienen der Polarisationsmessung

polarisierten Elektronenquelle erstellt werden soll. Zur Verfügung standen 3 Kathoden des Ioffe Instituts in St. Petersburg, 3 Kathoden der finnischen Firma Nordic Epitaxy Inc.(N.E.), 1 Probe der englischen Firma Epitaxial Products International, sowie eine Kathode aus Bulk GaAs (siehe Tabelle 3.1).

Die S-26 Kathode ist sehr erfolgreich in der polarisierten Quelle eingesetzt worden.

#	russische Produktion	finnische Produktion	englische Produktion	zusätzliche Kathode
1	S-26	N.E.3249	E-1	Bulk-GaAs
2	S-22	N.E.4	-	-
3	S-7	N.E.5	-	-

Tabelle 3.1: verfügbare Kristalle.

In Bezug auf Lebensdauer und Höhe der Polarisation hatte der S-26 alle vorherigen Kathoden übertroffen. Da beim Zuschneiden der S-26 Kathode auf die Einsatzgröße in der Quelle ein Splitter von etwa 2 mal 2 Millimeter Größe abfiel (siehe Abb. 3.5), konnte sie als Referenz für Lumineszenzuntersuchungen verwendet werden.

Die Kathoden werden aus einem größeren Wafer, mit einem Durchmesser von 5.08 cm herausgeschnitten. Normalerweise misst die Kathode 11 mal 11 Millimeter. Der Splitter konnte also nicht zur Strahlproduktion eingesetzt werden.

Die S-22 Kathode ist intensiv im Rahmen der Dissertation von J. Schuler an der Testquelle eingesetzt worden. Die Polarisation lag mit 81 Prozent etwas niedriger als bei der S-26 Kathode.

Die S-7 Kathode steht jetzt ebenso nach erfolgreichem Einsatz in der MAMI-Quelle [Roh99] für die Lumineszenzuntersuchungen zur Verfügung. Ihre Leistungsfähigkeit war in Bezug auf Polarisation und Quantenausbeute etwas schlechter als die der S-26 und S-22 Kathode.

Die finnischen Kathoden wurden noch nicht für die Strahlproduktion eingesetzt. Bisher wurde nur die N.E.3249 Kathode getestet. Die N.E.3249 Kathode zeigte wie die russischen Kathoden hohe Polarisation und sehr hohe Quantenausbeute, sie wurde aber noch nicht auf ihre Lebensdauer getestet. Die hohe Polarisation wurde bei Pumplaserenergien festgestellt, die um 25 bis 40 meV niedriger waren, als bei den russischen Kathoden. Nach dem Test steht die Kathode nun für die Lumineszenzuntersuchungen zur Verfügung.

Die anderen beiden finnischen Kathoden sind Splitter von Wafern neuerer Produktion, die ebenfalls beim Zuschneiden abfielen. Sie wurden bis jetzt noch nicht untersucht. Der Splitter N.E.4 (1.5 mal 4mm) hat ungewöhnliche, weiße Verfärbungen an der Oberfläche.

Der englische Kristall wurde 1999 getestet und ist unbrauchbar. Er ließ sich nur schlecht für die Elektronenproduktion aktivieren und emittiert Elektronen mit sehr niedriger Polarisation (≤ 10 Prozent).

Zusätzlich steht eine Kathode Bulk-GaAs mit hoher Dotierung ($1 \cdot 10^{19}$ Dotierungsatome/cm³) für grundlegende Tests und Justierung der Apparatur zur Verfügung.

Kapitel 4

Experimente:

In diesem Kapitel werden folgende Messungen und Ergebnisse vorgestellt:

- Phosphorgehalt in *strained layer* Photokathoden
- Polarisation der Photokathodenlumineszenz
- Temperatur im Laserfleck auf den Kathoden.

4.1 Phosphorgehalt in *strained layer* Photokathoden

Es ist wichtig, Diagnosemöglichkeiten für die in der polarisierten Elektronenkanone verwendeten *strained layer* Photokathoden in der Hand zu haben. Es ist z.B. interessant, zu überprüfen, ob die geforderten Phosphorkonzentrationen einzelner Schichten wirklich vom Hersteller eingehalten werden.

Die Struktur der *strained layer* Photokathoden ist in Abb. 4.1 dargestellt [Dre96a]. Die russischen und die englische Kathode wurden mit Gasphasenepitaxie (MOCVD¹) hergestellt. Die finnischen Kathoden wurden mit der Molekularstrahlepitaxie (MBE²) hergestellt. Auf dem Substrat aus kompensiertem GaAs [n]=[p] (Anzahl der Donatorniveaus [n] ist gleich der Anzahl der Akzeptorniveaus [p]) werden nacheinander drei Schichten mit steigender Phosphorkonzentration GaAs_{x-1}P_x mit x=0.1, x=0.2 und x=0.3 aufgewachsen. Anschließend folgt eine "Superlattice"- Struktur mit jeweils zehn GaAs_{.55}P_{.45} und GaAs_{.85}P_{.15} Schichten. Diese Schichten werden im Wechsel aufgewachsen, um das Fortpflanzen von Gitterstörungen vom Substrat bis zur *strained layer* Schicht zu vermeiden. Auf der "Superlattice"- Struktur ist dann eine 1000nm dicke GaAs_{.7}P_{.3} Schicht aufgewachsen. Auf ihr ist dann die entscheidende 150nm dicke *strained layer* Schicht mit einem Phosphoranteil von x=0.05 aufgebracht. Zum Transport wird die Kathode mit einer Arsenkappe versehen, diese wird vor der Inbetriebnahme der Kathoden in der Ultrahoch-Vakuum Präparationskammer abgedampft.

¹Molecular Organic Chemical Vapour Deposition

²Molecular Beam Epitaxy

Durch den stark unterschiedlichen Phosphoranteil der obersten beiden Schichten entsteht die im Theorieteil beschriebene Aufhebung der Vierfach-Entartung des $P_{\frac{3}{2}}$ Zustands im Termschema des Kristalls, die für die Zunahme der Elektronenpolarisation gegenüber dem normalen Bulk-GaAs verantwortlich ist. Werden die geforderten Phosphorkonzentrationen insbesondere bei den obersten Schichten (GaAs_{0.95}P_{0.05}- und *strained layer* Schicht) nicht eingehalten, so ist zu befürchten, dass die Aufspaltung δE bezüglich der Polarisation kleiner wird (siehe Kapitel 2.2). Die Kathode wäre dann schwierig zu handhaben und könnte daher durch einen Phosphorkonzentrationsstest aussortiert werden.

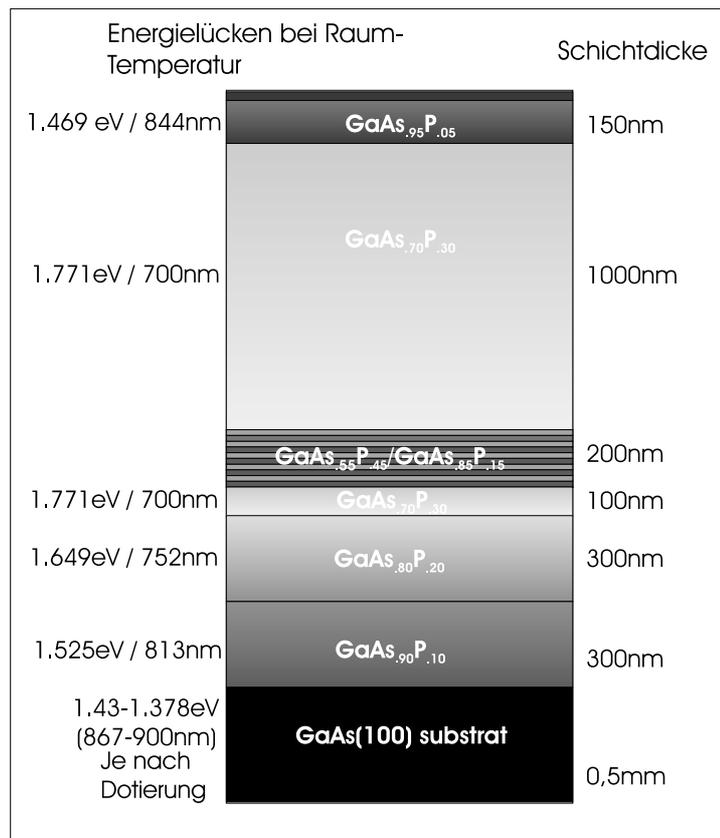


Abbildung 4.1: Struktur der *strained layer* Photokathoden, die *strained layer* Schicht ist die oberste, 150nm starke Schicht

Der Nachweis einzelner Schichten des Kristalls erweist sich bei entsprechend dünnen Schichten als nicht ganz trivial. Besonders die entscheidende *strained layer* Schicht, deren Vorhandensein möglichst vor Inbetriebnahme der Kathode gezeigt werden soll, ist nur schwer nachzuweisen. Bisher standen im Institut für Kernphysik keine eigenen Diagnosemöglichkeiten zur Verfügung. Vielmehr wurde von einigen Herstellerfirmen eine Strukturanalyse mittels Röntgenbeugung mit den Kathoden geliefert. Es hat sich aber gezeigt, dass diese Methode nicht immer in der Lage ist, besonders dünne Strukturen, wie die *strained layer* Schicht nachzuweisen.

4.1.1 Lumineszenzspektren

Die typische Form eines Lumineszenzspektrums ist in Abb. 4.2 dargestellt. Der Peak ist zu beiden Seiten stark ausgeschmiedert. Für die hochenergetische Seite sind in erster Linie die fermiverteilten Elektronenlöcher im Valenzband verantwortlich. Die starke Ausschmierung auf der niederenergetischen Seite ist der hohen Dotierung zuzuschreiben (Abb. 2.4). Trotz starker Ausschmierung lässt sich eine Korrelation zwischen Energielücke und Lumineszenzspektrum herstellen, bei der jedoch eine Unsicherheit von $\varepsilon = 1 - 15$ meV bestehen bleibt (siehe Gleichung 2.11). Durch diese Unsicherheit entsteht bei der Bestimmung des Phosphorgehalts einer GaAsP Schicht ein systematischer Fehler von zirka einem Prozent.

Im Theorieteil der Arbeit wird die Phosphorabhängigkeit x der Energielücke von $\text{GaAs}_{x-1}\text{P}_x$ vorgestellt (Formel 2.1). Die einzelnen Schichten der *strained layer* Kathode enthalten jeweils unterschiedliche Phosphorkonzentrationen. Jeder Schicht lässt sich also ein Lumineszenzspektrum mit entsprechendem Lumineszenzmaximum zuordnen (Abb. 4.1 links). Daraus ergibt sich die Möglichkeit, einzelne Schichten des Halbleiters zu identifizieren. Ein Teil der Arbeit befasst sich nun damit, diese Möglichkeit für neue Tests zu nutzen. Ziel ist es also, die Lumineszenzpeaks bei den entsprechenden Wellenlänge nachzuweisen. Der apparative Aufbau zu dieser Phosphorkonzentrationsmessung wurde im Kapitel 3.2 erläutert.

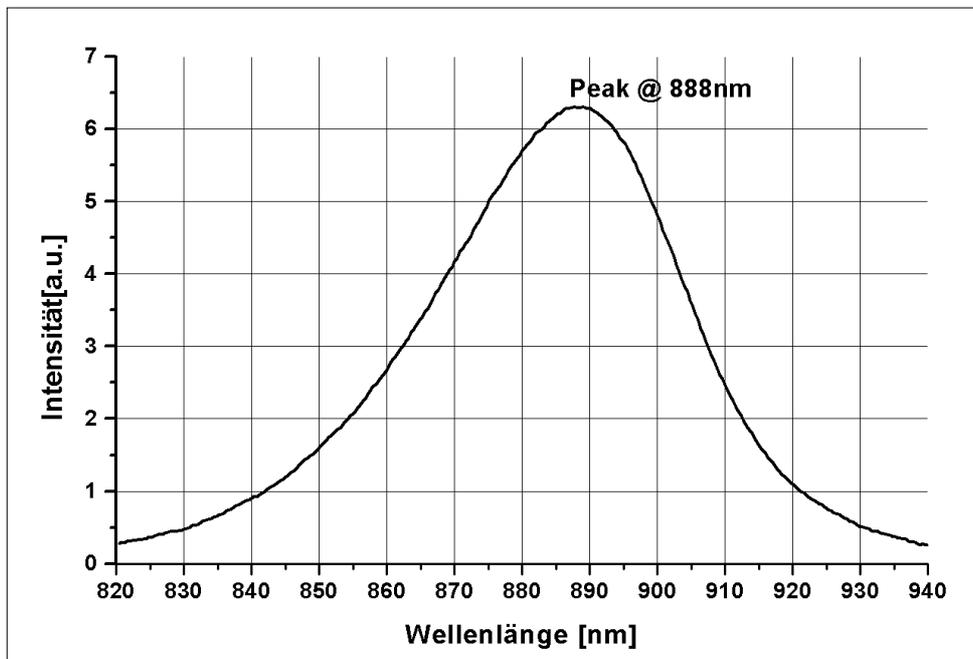


Abbildung 4.2: Lumineszenzspektrum von Bulk-GaAs, (T=300K)

4.1.1.1 Voruntersuchungen mit GaAs

Zuerst wurde Bulk-GaAs untersucht (Abb. 4.2). GaAs hat bei Zimmertemperatur eine Energielücke von 1.43 eV. Dementsprechend wird das Lumineszenzmaximum bei einer Photonenenergie von $E_g + \frac{1}{2}kT = 1.442\text{eV}$ bzw. einer Wellenlänge von 860 nm erwartet. Das in Abb. 4.2 gezeigte Spektrum hat das Maximum bei 888nm bzw. 1.39eV. Das Spektrum ist also gegenüber reinem GaAs um etwa 52meV zu niedrigerer Energie verschoben. Nach Casey und Stern [Schu93] (siehe auch Abb. 2.3) ließe sich die Verschiebung mit einer hohen Dotierung von etwa $3\text{-}4 \cdot 10^{19}$ Atome/cm³ erklären. Die Angaben des Herstellers liegen jedoch bei Dotierung von $1\text{-}2 \cdot 10^{19}$ Atome/cm³, was einer Verkleinerung der Energielücke um ca. 35meV entspricht. Berücksichtigt man bei der Bestimmung des Lumineszenzmaximums den zusätzlichen Term ε (Gl. 2.11) mit 15 meV, so erhält man eine korrigierte Dotierung von $1\text{-}2 \cdot 10^{19}$ Atome/cm³. Die Übereinstimmung ist zwar verblüffend hoch, sie ist aber wegen der großen Unsicherheit bei der Bestimmung der Energielücke über das Lumineszenzspektrum von etwa 15meV etwas zu relativieren. Trotzdem lassen sich mit diesem Test schon erste Angaben des Herstellers überprüfen.

4.1.1.2 *strained layer* Kathoden

Zur Untersuchung der *strained layer* Kathoden wird die 50mW Laserdiode bei 662nm gewählt, um das gesamte Lumineszenzspektrum anzuregen. Erwartet wird, dass die oberste Schicht wegen der vielen Möglichkeiten nichtstrahlender Übergänge (Kapitel 2.3) nur sehr schwach leuchten. Tiefere Schichten werden ebenfalls schwach leuchten, da der Absorptionskoeffizient α der oberen Schichten je nach Absorptionsschicht zwischen 10^1 und $10^4/\text{cm}$ liegt (Abb. 4.3) und damit der größte Teil der Photonen in den oberen Schichten absorbiert wird. Bei einer Laserwellenlänge von 662nm wird z.B. die $1,75\mu\text{m}$ tief liegende GaAs_{0,9}P_{0,1} Schicht nur noch maximal 2% der Laserleistung absorbieren (Abb. 4.4).

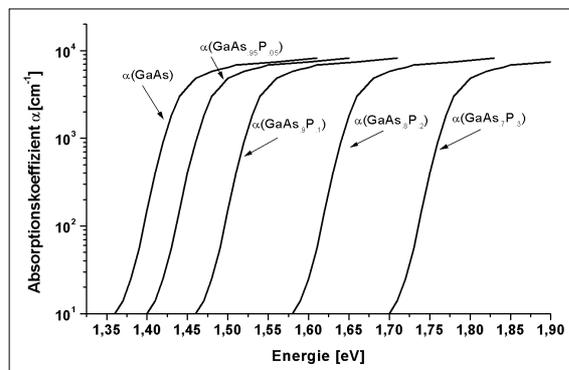


Abbildung 4.3: Absorptionskoeffizient für GaAs und GaAsP bei Zimmertemperatur

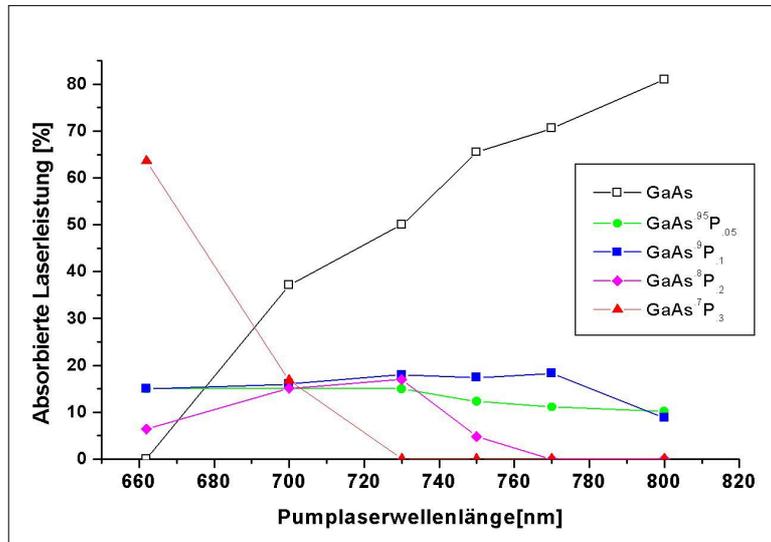


Abbildung 4.4: Absorbierte Laserleistung in den einzelnen Schichten der *strained layer* Kathode bei verschiedenen Pumplaserenergien ($T=300\text{K}$)

In Abb. 4.5 ist das erste Spektrum einer *strained layer* Kathode zu sehen (Pumplaserwellenlänge = 662nm). Oberhalb einer Wellenlänge von 765nm geht das Signal im konstanten Untergrund von Laserstreulicht und elektronischen Rauschen unter. Der Vergleich mit Abb. 4.4 zeigt, dass sich die Lumineszenzintensitäten ähnliche Verhältnisse bilden, wie die Absorptionskoeffizienten bei einer Laserenergie von 662nm.

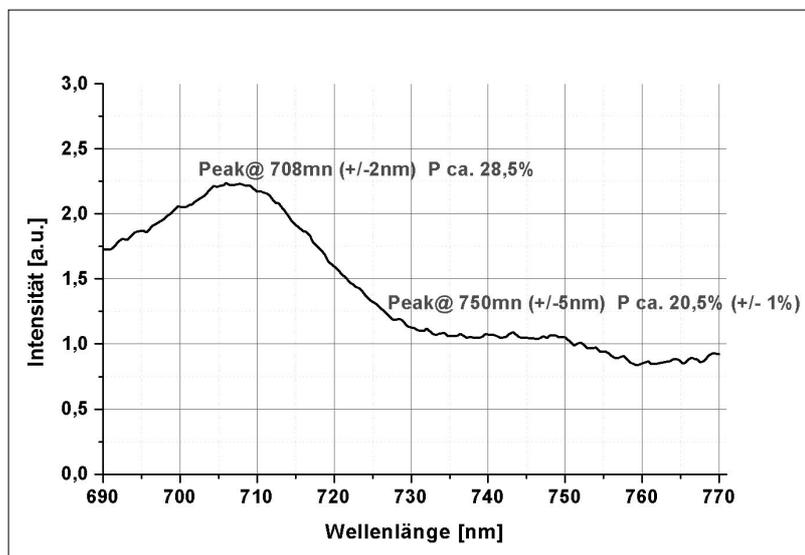


Abbildung 4.5: Lumineszenzspektrum von S26, ($T = 300\text{K}$)

Die Lumineszenz der *strained layer* Schicht und der GaAs_{0.9}P_{0.1} Schicht geht jedoch im Rauschen unter. Bei GaAs_{0.9}P_{0.1} Schicht ist das nicht verwunderlich, da die Schicht nur noch 2% der Laserintensität absorbiert (Abb. 4.4). Bei der *strained layer* Schicht

(15% Absorption) verursacht der große Anteil nichtradiativer Rekombination (Kapitel 2.3) eine Schwächung des Lumineszenzsignal.

Das Ziel, beide, die $\text{GaAs}_{0.7}\text{P}_{0.3}$ - und die oberhalb von 800 nm erwartete *strained layer* Schicht auf diese Weise sichtbar zu machen, ist offensichtlich fehlgeschlagen. Trotzdem lohnt es sich diese Messungen weiter zu verfolgen, da sie zumindest Aufschluss über eine der beiden entscheidenden Schichten, die $\text{GaAs}_{0.7}\text{P}_{0.3}$ Schicht gibt.

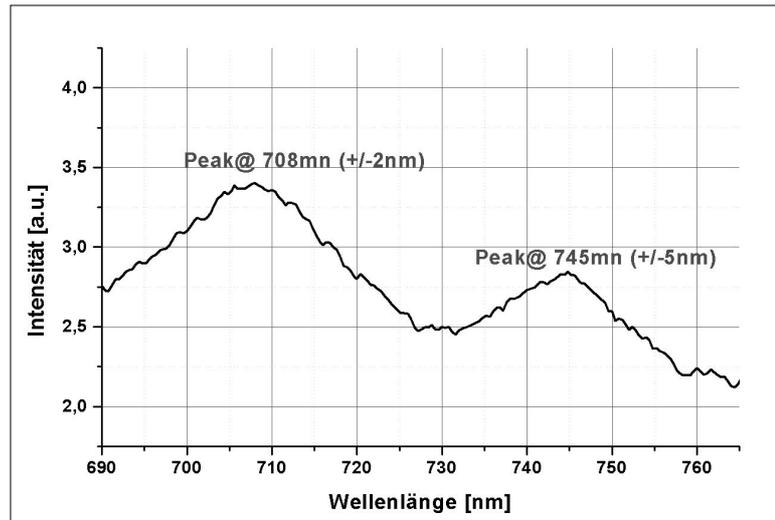


Abbildung 4.6: Lumineszenzspektrum von S-22, (T = 300K)

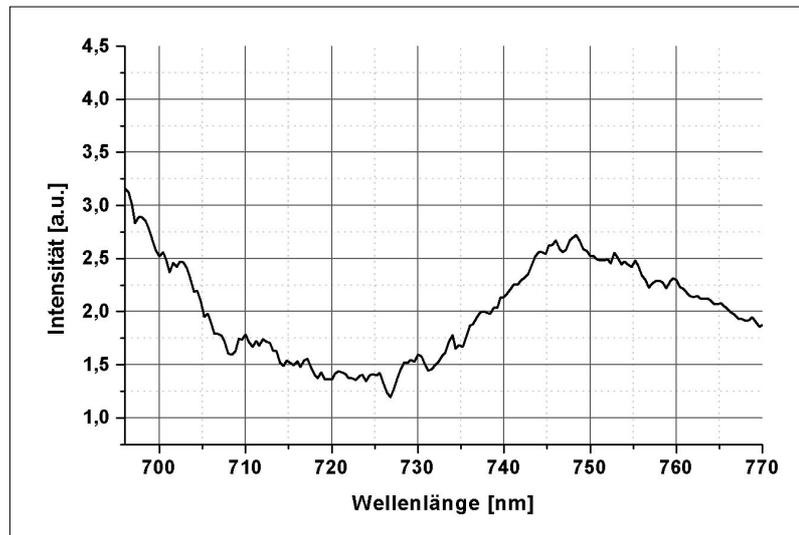


Abbildung 4.7: Lumineszenzspektrum von S-7, Position 1, (T = 300K)

In Abb. 4.5 - 4.9 sind die Messergebnisse einiger Kathoden dargestellt. Mithilfe der Formel 2.1 zur Abhängigkeit der Bandlücke vom Phosphorgehalt und dem "Band-

gapnarrowing“ aufgrund von Dotierung, nach Casey und Stern (siehe Abb. 2.3), lässt sich den einzelnen Lumineszenzpeaks jeweils die entsprechende Schicht im Kristall zuordnen.

Die S-26 Kathode hat zwei ausgeprägte Peaks, bei 708 und bei 750nm (Abb. 4.5). Der erste Peak liegt bei 708nm. Die Kathode ist mit $7 \cdot 10^{17}$ Atomen/cm³ dotiert. Mit der Formel 2.1 und Abb. 2.3 kann nun die Phosphorkonzentration der Schicht berechnet werden, in der das Lumineszenzlicht freigesetzt wurde. Der extrahierte Phosphorgehalt liegt bei $28.6 \pm 1\%$. Er wird damit der 30%igen, 1000nm dicken Phosphorschicht zugeordnet.

Es zeigt sich, dass alle Kathoden aus russischer Produktion einen Lumineszenzpeak bei rund 710nm haben. Dies entspricht einer Energielücke von ca. 1,75eV und bei einer mittleren Dotierung von $7 \cdot 10^{17}$ Atomen/cm³ einer Phosphorkonzentration von jeweils 26 - 29%. Ebenso lässt sich den Kathoden eine 20%ige Phosphorschicht zuordnen, siehe Tabelle 4.1. Da bei den Kristallen S-22 und S-7 die Intensität des Lumineszenzleuchtens nur sehr schwach war, wurde ein linear angepasster Laseruntergrund abgezogen (Abb. 4.6 bis 4.8). Dies reichte aus, um den Fehler bei der Bestimmung der Phosphorkonzentration auf $\pm 1,5\%$ zu drücken. Eine ausführliche Diskussion des Laseruntergrunds ist in Kapitel 4.2.2 zu finden.

Die Kathode S-7 verhielt sich bei der Analyse ungewöhnlich. In einer ersten Messrei-

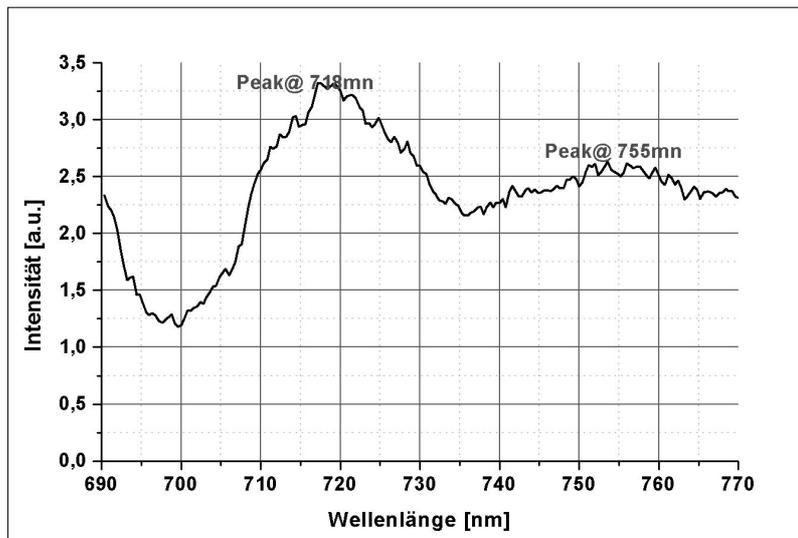


Abbildung 4.8: Lumineszenzspektrum von S-7, Position 2, (T = 300K)

he (Messposition1) gelang es nicht, einen Lumineszenzpeak bei 710nm nachzuweisen (Abb. 4.7). Später wurde die Messung wiederholt, wobei die Position des Laserflecks auf der Kathode verändert wurde (Messposition2). In dieser Messung ist der Peak bei 718nm deutlich zu erkennen (Abb. 4.8). Schon beim Einsatz des Kristalls an der polarisierten Elektronenquelle PKA1 war aufgefallen, dass die Polarisation der S-7 Kathode in verschiedenen Einsätzen unterschiedlich hoch ausfiel. Eine mögliche Ursache hierfür könnten also Inhomogenitäten bezüglich der 1000nm dicken 30%igen Phosphorschicht in der Kathode sein. Fällt die Phosphorkonzentration der Schicht geringer aus, so ist zu erwarten, dass die Polarisation wegen der geringeren Git-

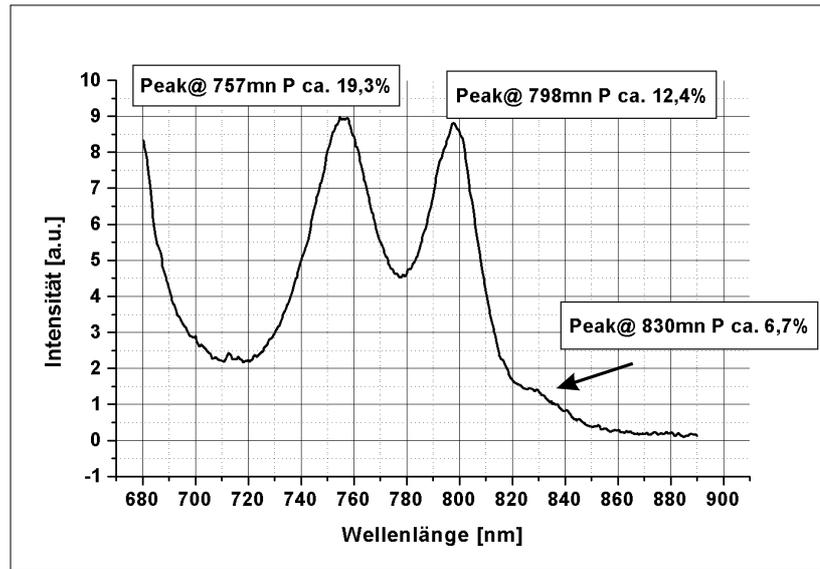


Abbildung 4.9: Lumineszenzspektrum von NE3249, ($T = 300\text{K}$)

terverzerrungen niedriger ausfällt (siehe Kapitel 2.2). Die im Betrieb beobachteten Polarisationschwankungen unterstützen also das Ergebnis der Lumineszenzanalyse. Bei den finnischen Kristallen ist auffällig, dass keine der untersuchten Kathoden einen Lumineszenzpeak in der Gegend von 710nm aufweist (siehe Abb. 4.9). Links im Bild, bei 680nm ist deutlich das Signal des Pumplasers zu erkennen. Der erste Lumineszenzpeak ist jedoch bei allen finnischen Kathoden erst bei rund 755nm zu finden. Dieser Peak lässt sich einer 20%igen Phosphorschicht zuordnen. Es ist erstaunlich, dass im Gegensatz zu den russischen Kathoden das Signal der 10%igen Phosphorschicht deutlich zu erkennen ist. Offensichtlich müssen die Phosphorkonzentrationen aller Schichten der finnischen Kathoden jeweils um etwa 30% nach unten korrigiert werden. Diese Analyse zeigt also, dass die finnische Firma Schwierigkeiten hat, mit ihrer MBE Anlage Strukturen mit hohem Phosphoranteil ($\geq 21\%$) herzustellen. In Abb. 4.9 ist zusätzlich ein kleiner Lumineszenzpeak bei etwa 830-840nm zu erkennen. Dieser kann der *strained layer* Schicht zugeordnet werden. Die Angaben zur Phosphorkonzentration dieser Schicht sind jedoch ohne Berücksichtigung des Einflusses der uniaxialen Deformation auf die Größe der Energielücke gemacht worden, daher sind die Angaben mit größeren Fehlern behaftet (siehe Tabelle 4.1).

Die englische Kathode wurde ebenfalls analysiert, das Signal war im gesamten spektralen Bereich zu schwach. Es konnte nur die Lumineszenz des GaAs- Substrats nachgewiesen werden. Alle Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Trotz einiger erfreulicher Ergebnisse muss man feststellen, dass die bei Zimmertemperatur besonders einfach durchzuführende Lumineszenzanalyse noch Wünsche offen lässt. Da im Rahmen der Arbeit vor allem auch die Polarisation des Lumineszenzlichts der *strained layer* Schicht analysiert werden soll, musste also der Analyseapparat verbessert werden. Die Verbesserungen werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

Phosphorgehalt	S-26	S-22	S-7	N.E.3249	N.E.4	N.E.5	E-1
GaAs _{0.7} P _{0.3}	28,5%	28,5%	26,6%	-	-	-	-
GaAs _{0.8} P _{0.2}	20,5%	20,5%	20,5%	19,3%	18,7%	21,0%	-
GaAs _{0.9} P _{0.1}	-	-	-	12,4%	-	12,5%	-
GaAs _{0.95} P _{0.05}	-	-	-	6,7±7%	6 ± 7%	-	-

Tabelle 4.1: vorläufige Ergebnisse zur Schichtanalyse

4.1.2 Verbesserungen der Apparatur

Das Kühlen von Kathoden soll helfen, die oben beschriebenen Probleme zu beseitigen. Einerseits verkleinert sich die Halbwertsbreite des Lumineszenzpeaks aufgrund von thermischen Effekten (Gleichung 2.10). Andererseits ist die Detektion von Signalen im Bereich von 740nm bis 810nm (Lumineszenzleuchten der 10%zigen Phosphorschicht und der *strained layer* Schicht) erheblich leichter als bei 800-860nm (siehe Kapitel 3.1.3).

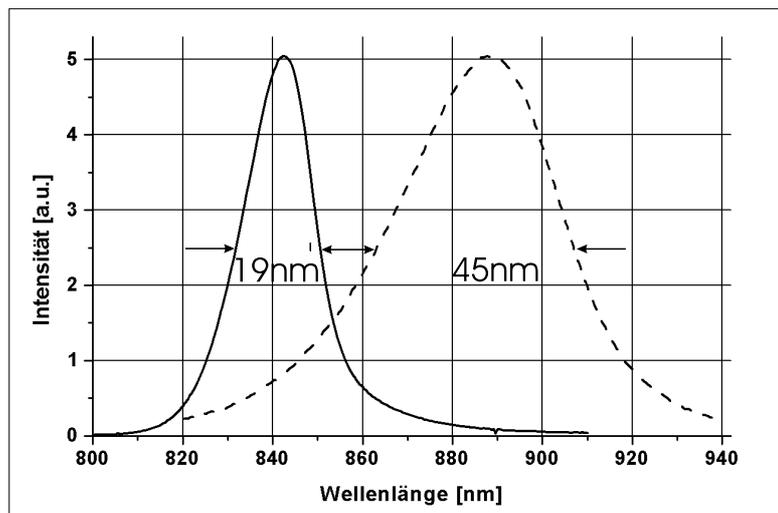


Abbildung 4.10: Messung des Lumineszenzspektrums von Bulk GaAs bei Zimmertemperatur und bei 77 K

Zur Veranschaulichung der Effekte des Kühlens betrachtet man Bulk-GaAs, wegen des einfachen Spektrums. Das Lumineszenzleuchten von Bulk-GaAs besitzt eine Breite von 45nm FWHM (siehe Abb. 4.10). Kühlt man den Halbleiter auf 77 Kelvin, so tragen Effekte wie die thermische Verteilung der Elektronenlochzustände im Valenzband des Halbleiters weniger zur Verbreiterung des Lumineszenzspektrums bei. Die Halbwertsbreite des Peaks verkleinert sich auf 19nm (siehe Abb. 4.10). Außerdem verschiebt sich das Lumineszenzmaximum um 46nm von 888 nach 842nm.

Beschrieben wird die Verschiebung durch die Varshnigleichung (siehe Kapitel 2.1.1 und Kapitel 4.3).

Für die Analyse von *strained layer* Photokathoden gibt es weitere Vorteile. Das Lumineszenzspektrum der *strained layer* Schichten verschiebt sich im gekühlten Zustand in den Bereich von 750-810nm. Dort arbeitet der verwendete Photomultiplier erheblich besser (siehe Kapitel 3.1.3). Die kleinere Halbwertsbreite der Lumineszenzpeaks sorgt dafür, dass sich die Signalstärke im Peak erhöht. In einfacher Näherung erwartet man durch Flächenvergleich einen Anstieg der Peakintensität um den Faktor 2,5. Im Experiment war dann auch ein deutlicher Anstieg zu beobachten.

Da gerade die Lumineszenz der *strained layer* Schicht von zwei stark leuchtenden Nachbarpeaks umrahmt ist (GaAs_{0,9}P_{0,1} und GaAs Substrat), ist es schwierig, die nah bei einander liegenden Peaks spektral zu trennen. Bei gekühlten Kathoden dagegen verkleinert sich die Halbwertsbreite der einzelnen Peaks soweit, dass die Lumineszenz der *strained layer* Schicht analysiert werden kann (siehe z.B. Abb. 4.11), der Lumineszenzpeak der *strained layer* Schicht liegt bei 770nm.

4.1.3 Phosphorkonzentrationsmessung mit gekühlten Kathoden

Alle Schichten der gekühlten *strained layer* Photokathode lassen sich jetzt über ihre Lumineszenz nachweisen, sofern sie vorhanden sind. In Abb. 4.11 ist ein Teil des Lumineszenzspektrums der S-26 Kathode dargestellt. Man kann den Peak der *strained layer* Schicht bei 770nm erkennen. Der Peak ist aufgrund der kalten Kathode um 45nm zu kleineren Wellenlängen verschoben. Die Pumplaserwellenlänge ist in diesem Fall auf 724nm eingestellt. Der zweite Peak (818nm) im Abb. 4.11 ist dem Substrat (GaAs) zuzuordnen. Es fällt auf, dass der Substratpeak hier im Gegensatz zu dem vorher besprochenen Bulk-GaAs bei 818nm liegt. Gekühltes Bulk-GaAs hat seinen Lumineszenzpeak bei 842nm. Es ist anzunehmen, dass die Begründung für die unterschiedliche Peakwellenlänge in der Dotierung der Substratschicht liegt. Das Substrat der *strained layer* Photokathoden ist nämlich kompensiert ($[p]=[n]$).

Für die untersuchten Kristalle ergibt sich nun ein vollständiges Bild bezüglich der Schichtstruktur. Die Messungen mit gekühlten Kathoden bestätigen die bisherigen Ergebnisse. Darüber hinaus lässt sich erkennen, ob die Schichten, deren Lumineszenzsignal bisher zu schwach war, vorhanden sind, oder nicht.

Bei den untersuchten russischen Kristallen ließen sich alle Schichten nachweisen.

Phosphorgehalt	S-26	S-22	S-7	N.E.3249	N.E.4	N.E.5	E-1
GaAs _{0,7} P _{0,3}	✓	✓	✓	-	-	-	-
GaAs _{0,8} P _{0,2}	✓	✓	✓	✓	✓	✓	-
GaAs _{0,9} P _{0,1}	✓	✓	✓	✓	✓	✓	-
GaAs _{0,95} P _{0,05}	✓	✓	✓	✓	✓	✓	-

Tabelle 4.2: Nachweis der Phosphorkonzentration in den einzelnen Schichten der Photokathode

Bei den finnischen Kristallen bestätigt sich, dass die Schicht mit 30% Phosphoran-

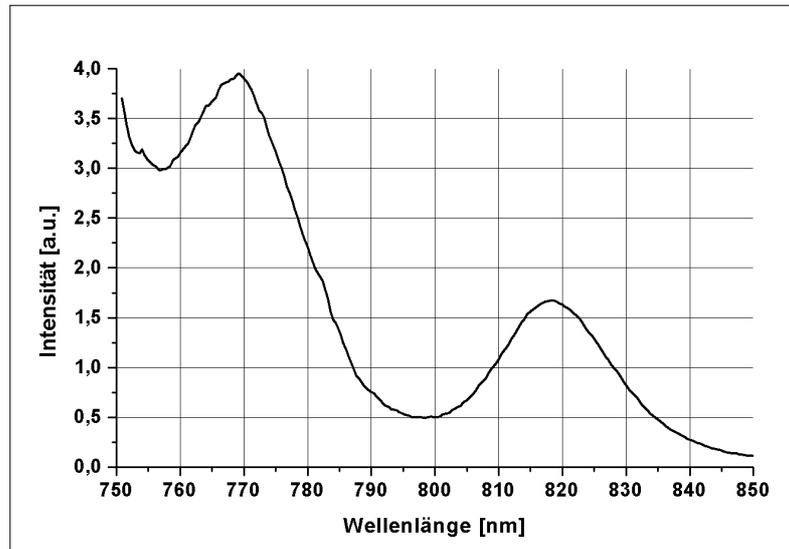


Abbildung 4.11: Lumineszenzspektrum der Photokathode S-26 ($T = 77$ K)

teil fehlt. Die Kathode der Firma Epitaxial Products International aus England wies keinerlei Lumineszenz außerhalb des Substratpeaks auf. Epitaxial Products war also nicht in der Lage, GaAsP herzustellen. Mit diesem Test wäre die Kathode sofort aussortiert worden und finanzielle Forderungen der Firma hätten zurückgewiesen werden können.

4.2 Polarisation der Photokathodenlumineszenz

Der Nachweis einzelner Schichten der Photokathoden über das Lumineszenzspektrum stellt eine erste Qualitätskontrolle der Kathoden dar. Die finnische Kathode N.E. 3249 produziert in der Testquelle bei der Photoemission jedoch trotz fehlender GaAs_{0,7}P_{0,3} Schicht hoch polarisierte Elektronen. Nach der Schichtanalyse würde man sie unter Umständen aussortieren! Weitere nichtinvasive Tests sollten also das Bild über die Kathoden möglichst weit vervollständigen.

Eine ganz entscheidende Frage ist somit, ob die Kathoden im Stande sind, hoch polarisierte Elektronen zu produzieren. Es ist daher von Interesse, Polarisation direkt über die Lumineszenz der Kathoden zu untersuchen. Man erwartet gemäß Gleichung 2.23, dass die Lumineszenzpolarisation mit der Elektronenpolarisation zusammenhängt. Gelingt der Nachweis hoher Elektronenpolarisation über den "Umweg" der Lumineszenzpolarisation, so ist die Kathode weitgehend charakterisiert. Als einzig wichtiger Betriebsparameter bleibt dann die Quantenausbeute der Kathoden unbekannt.

Die Messung der Polarisation durch Drehen des $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerers liefert die folgende Abb. 4.12. Die Punkte sind die Messpunkte. Nach der Datenaufnahme wird die Polarisation durch Anfitzen der Gleichung 3.5 an die Messkurve bestimmt. Ist das

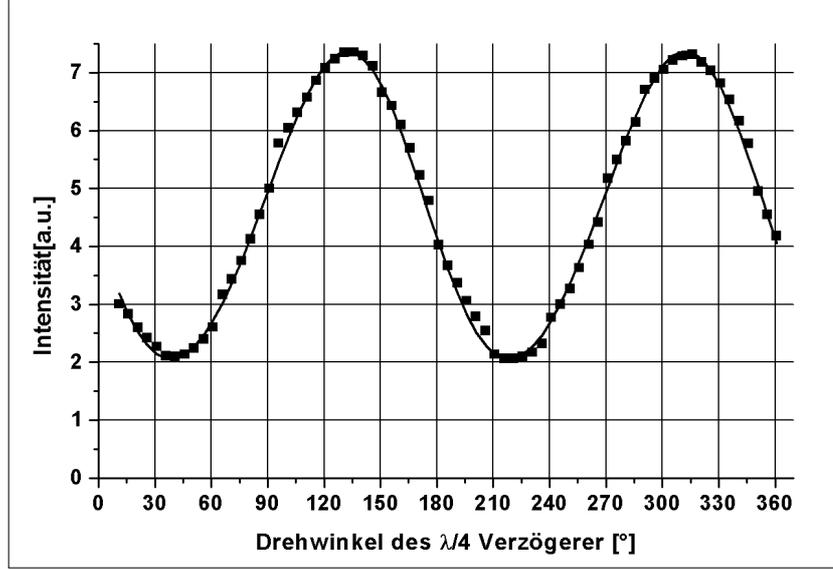


Abbildung 4.12: Messung der Polarisation (durchgezogene Linie) und angefitete Funktion (Dreiecke) bei 77 K (Kathode S-26, Pumplaserwellenlänge 760nm, Beobachtungswellenlänge 775nm)

Messsignal wenig verrauscht, so liefert das Anfiten der Gleichung 3.5 an die experimentellen Daten gute Ergebnisse, zum Fit gehört die durchgezogene Linie in Abb. 4.12. Aus der Fitfunktion ergibt sich die Lumineszenzpolarisation durch Division der angefiteten Stokesparameter S_0 und S_3 :

$$P_{Lumineszenz} = \frac{S_3}{S_0} \quad (4.1)$$

4.2.1 Probleme bei der Polarisationsmessung

Die Photokathoden werden in der polarisierten Elektronenquelle mit zirkularpolarisiertem Licht gepumpt. Die Pumpwellenlänge wird dabei so gewählt, dass $E_g \leq E_{Pump} < E_g + \delta E$ gilt (vergleiche Kapitel 2.2). Dabei ist δE die Aufspaltung des $P_{\frac{3}{2}}$ Zustands im Termschema des Halbleiters und E_g die Größe der Energielücke. Das bedeutet, dass der Pumplaser an der Absorptionskante der *strained layer* Schicht betrieben wird, um maximale Polarisation zu erzielen.

Um die Polarisation der *strained layer* Lumineszenz bestimmen zu können, dürfen nur Photonen aus der *strained layer* Schicht analysiert werden. Andere Schichten haben keine Aufspaltung des $P_{\frac{3}{2}}$ Zustands (siehe Kapitel 2.2). Das Lumineszenzleuchten dieser anderen Schichten würde sich daher mit der *strained layer* Lumineszenz überlagern und damit die Polarisationsmessung verfälschen.

Die Kathode ist so aufgebaut, dass nur Elektronen aus der *strained layer* Schicht ins Vakuum und in den Beschleuniger gelangen können. Gepumpte Elektronen in tieferen Schichten der Kathode können wegen der Potentiallandschaft der einzelnen

Schichten im Kristall nicht zur Oberfläche gelangen. Damit ist sichergestellt, dass nur Elektronen, die in der *strained layer* Schicht gepumpt werden, die Kathode verlassen können.

Bei den Lumineszenzphotonen sieht die Situation anders aus. Lumineszenzphotonen von Elektronen aus tieferen Schichten können genauso aus dem Kristall herauskommen, wie die Photonen von Elektronen aus der *strained layer* Schicht. Beide tragen so zur Gesamtpolarisation des Lichts einer Wellenlänge bei. Um also Lumineszenz- und Photoelektronenpolarisation vergleichen zu können, muss sichergestellt werden, dass die Lumineszenzphotonen nur aus der *strained layer* Schicht stammen. Ziel ist es daher, die Lumineszenz der *strained layer* Schicht spektral von der Lumineszenz der anderen Schichten zu trennen. Dabei muss aber zusätzlich folgendes Problem berücksichtigt werden: je näher die Pumpenergie E_{Pump} des Lasers an die Absorptionskante der *strained layer* Schicht heranrückt, desto kleiner wird das Lumineszenzsignal der Schicht und desto stärker leuchtet das Substrat des Kristalls. Andererseits muss aber die Pumpenergie E_{Pump} , um hohe Polarisation zu erzielen, sehr nah an der Bandkante des *strained layers* (10-40nm) liegen.

Der Lumineszenzpeak des Substrats befindet sich in der Nähe des *strained layer* Peaks und zwar je nach Kathode zwischen 50nm beim S-26 und 25nm beim N.E.4. Bei einigen Kathoden führt dies bei genügend niedriger Pumpwellenlänge dazu, dass die Peaks (*strained layer* und Substrat) ineinander übergehen und so eine eindeutige Polarisationsmessung verhindern. Tritt dieser Fall ein, so kann nur eine Summe aus hoch polarisierten Lumineszenzphotonen aus der *strained layer* Schicht und niedrig polarisierten Lumineszenzphotonen aus dem Substrat gemessen werden. Das Problem wird im nächsten Abschnitt (4.2.1.1) näher behandelt.

Ein zweites Problem kommt hinzu. Ist das Lumineszenzleuchten sehr schwach, so kann es dazu kommen, dass die Unterdrückung des Streulichts durch den Doppelmonochromator um den Faktor 10^8 nicht ausreicht, um den hoch polarisierten Pump laserstrahl völlig auszublenden. In diesem Fall misst man eine Überlagerung aus $\approx 100\%$ polarisiertem Laseruntergrund und der eigentlichen Lumineszenz polarisation.

Die Qualität der Polarisationsmessung wird also davon abhängen, wie gut das Signal zu Untergrundverhältnis in diesen beiden Fällen ist.

4.2.1.1 Unangenehme Nachbarn

Zunächst soll auf den Einfluss benachbarter Lumineszenzpeaks auf das *strained layer* Lumineszenzsignal eingegangen werden. Bei jeder Veränderung der Pump laserenergie ändert sich das Lumineszenzspektrum der Kathode. In Abb. 4.13 ist der kritische Bereich um den *strained layer* Peak (770nm) der S-26 Kathode bei verschiedenen Pumpenergien dargestellt. Man kann das Verhältnis von *strained layer* Peak zu Substratpeak verfolgen. Bei 724nm Pumpwellenlänge ist das Verhältnis 1 : 0.45 (Abb. 4.13 a)), bei 740nm liegt es bei 1 : 0.6 (Abb. 4.13 b)) und bei einer Pumpenergie von 760nm (Abb. 4.13 c)) ist es 1 : 3.5. Alle Messungen wurden mindestens 5nm oberhalb der Anregungswellenlänge gestartet, daher fehlt bei den unteren Bildern ein Teil des Spektrums. Trotz des dominierenden Substratpeaks bei 760nm Pump laserwellenlänge kann die Lumineszenz polarisation der S-26 Kathode in der *strained*

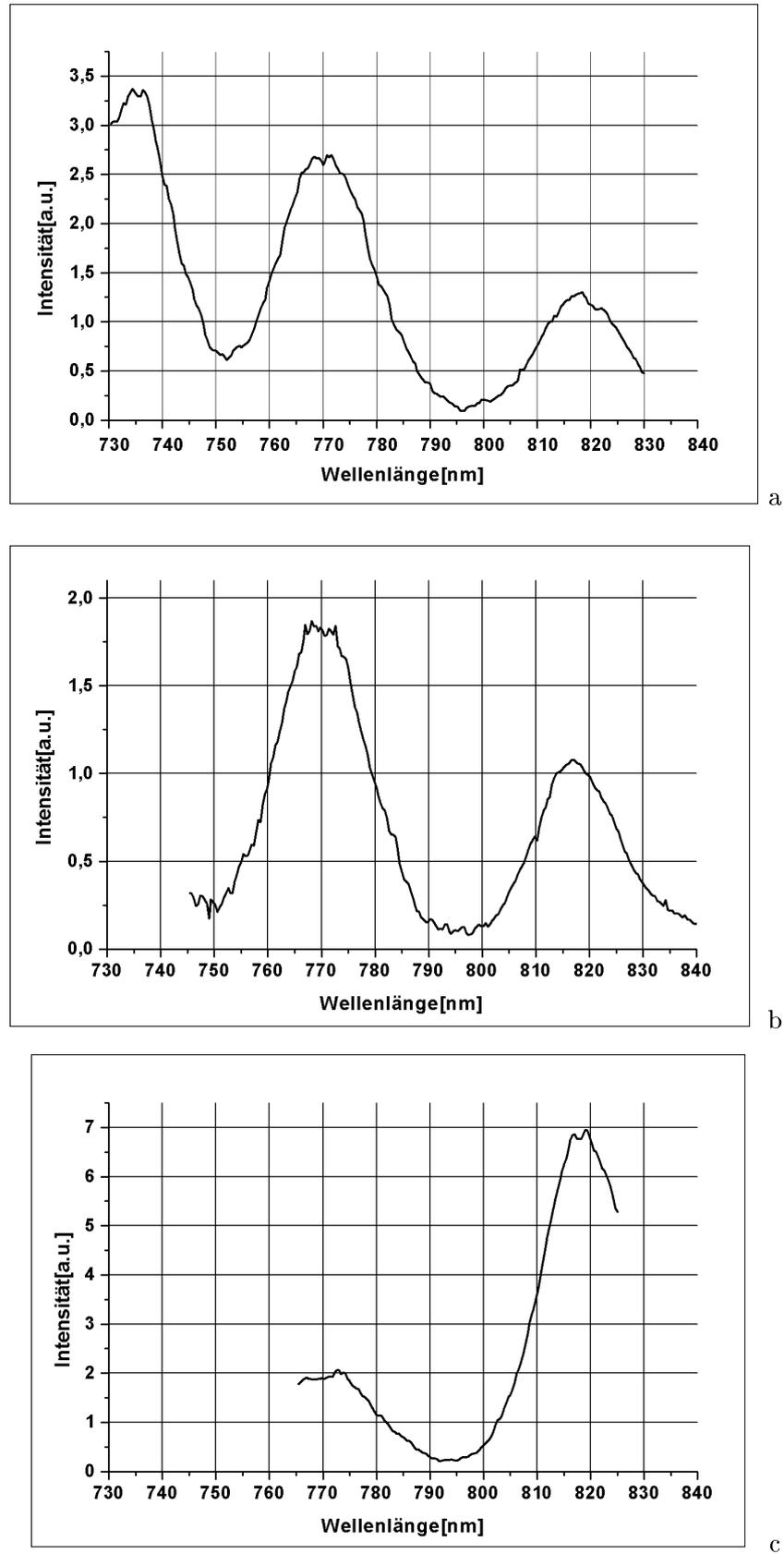


Abbildung 4.13: Lumineszenzspektrum S-26: Pumplaser a) 724nm, b) 740nm und c) 760nm ($T = 77$ K)

layer Schicht noch weitgehend ungestört gemessen werden. Man kann nun über den gesamten *strained layer* Lumineszenzpeak des S-26 Kristalls Polarisationsanalysen durchführen. In Abb. 4.14 sind die Ergebnisse der russischen S-26 Kathode dargestellt, als Pumpwellenlänge wurde hier 760nm gewählt. Die Kurve zeigt im Bereich von 780 bis 790nm die höchste Polarisation, ca. 65%. Bei größeren Wellenlängen fällt die Polarisation sehr schnell auf Null ab. Die Lumineszenz des Substrats dieser Kathode zeigt keine Polarisation. Auf der anderen Seite (770-780nm) fällt die Polarisation wieder etwas ab. Messungen der Lumineszenzpolarisation sind also bei Kathoden wie der S-26 Kathode gut durchzuführen.

Bei anderen Kathoden ist der Einfluss von Nachbarpeaks wesentlich unangenehmer (Abb. 4.15). Abb. 4.15 a) zeigt das Lumineszenzspektrum der finnischen Kathode Nr. 4. Der *strained layer* Peak liegt bei 800nm und wird relativ stark vom Substratleuchten überlagert. Mithilfe eines einfachen Modells lässt sich die Beeinflussung in erster Näherung abschätzen. Dazu verschiebt man einen sauber aufgenommenen Substratpeak (siehe z.B. Abb. 4.10) auf die Wellenlänge, bei der die einzelnen Lumineszenzpeaks erwartet werden und passt die Intensitäten an die sich gegenseitig überlagernden Lumineszenzpeaks an (Abb. 4.15 b)). Summiert man über die Peaks (Substrat und *strained layer*), so erhält man im günstigen Fall ein mit dem gemessenen Spektrum vergleichbares Bild, Abb. 4.15 c). Stimmt die Hüllkurve des Modellspektrums nicht mit dem experimentellen Spektrum überein, so wiederholt man den Fitvorgang so lange, bis eine ausreichend gute Übereinstimmung erzielt wird.

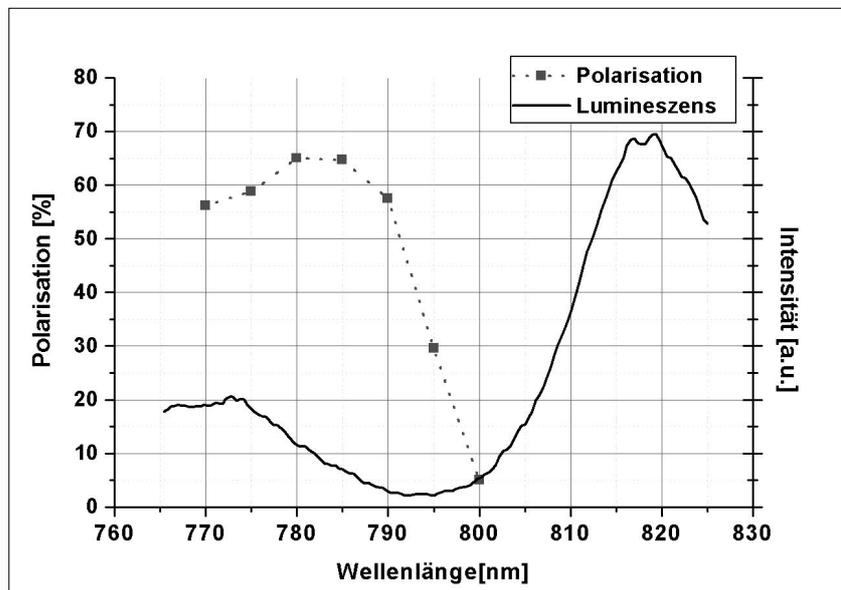
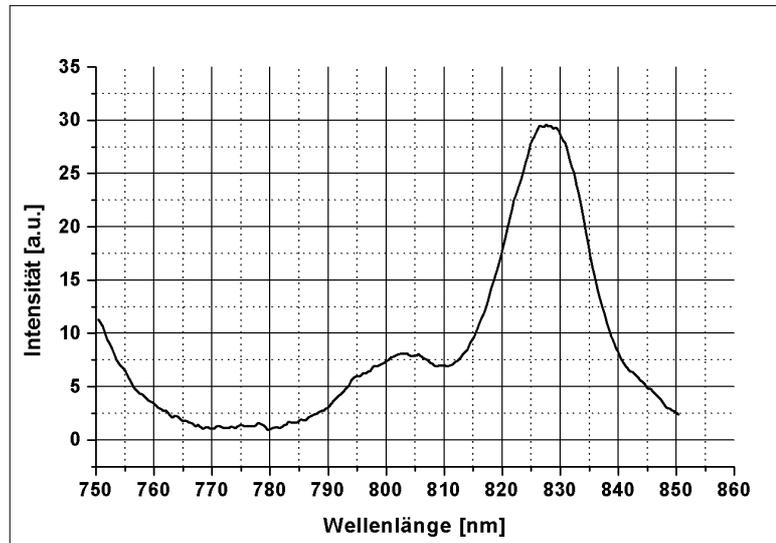
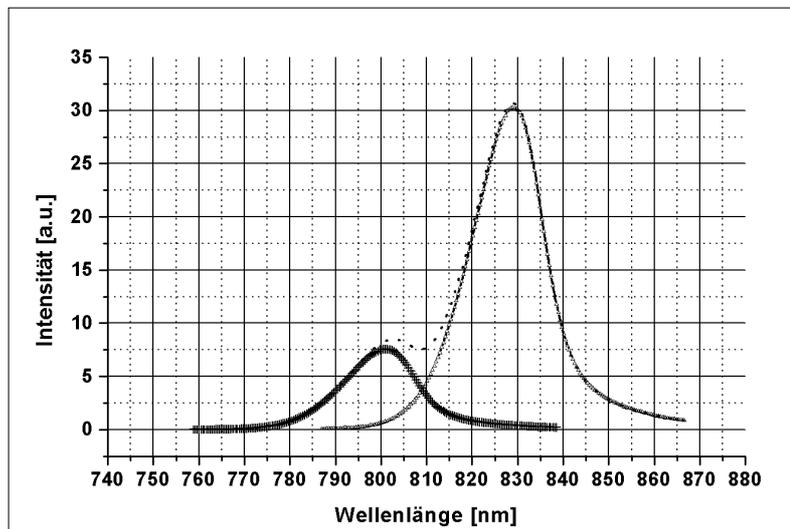


Abbildung 4.14: Polarisations- (durchgezogene Linie) und Lumineszenzspektrum (Quadrat) der S-26 Kathode, Pumpwellenlänge ist 760nm ($T = 77$ K)

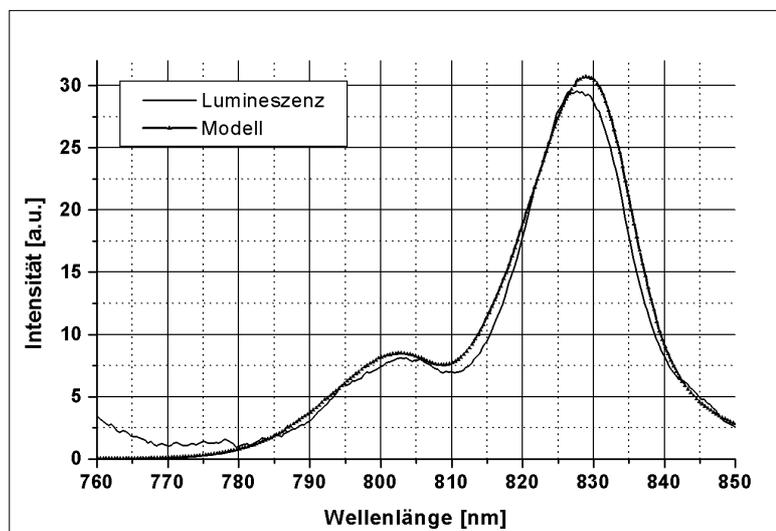
Hat man erreicht, dass das Modellspektrum und experimentelle Daten übereinstimmen, so sucht man sich einen Punkt aus, an dem man Polarisationsmessung durch-



a



b



c

Abbildung 4.15: Untergrund durch Substratlumineszenz: a) Lumineszenz Kathode Nr.4 bei 724nm gepumpt ($T = 77\text{K}$), b) skaliertes Substratpeak, c) Vergleich von Modell und Messung

führt. Der Messpunkt sollte im Lumineszenzmaximum des *strained layers* oder bei etwas längeren Wellenlängen liegen, da die Polarisation hier erfahrungsgemäß am höchsten ist. Mit Hilfe von Abb. 4.15 b) ist dieser Messpunkt bei 800nm zu wählen. Man kann sich nun also die Polarisation der Lumineszenz der N.E.4 Kathode bei einer Pumpwellenlänge von 724nm in Abb. 4.16 anschauen. Es ist zu erkennen, dass die Polarisation im Maximum nur 31% erreicht. Man muss also die Pumpenergie senken, um den Einfluss der Aufspaltung des $P_{\frac{3}{2}}$ Zustands messen zu können. Die Aufspaltung δE liegt ja im Bereich von 20 bis 50meV. Die Pumpenwellenlänge wurde daher auf 790nm eingestellt. Leider ist dann die Auswirkung auf das Lumineszenzspektrum verheerend (Abb. 4.17). Hier lässt sich die Größe des Untergrunds vom Substratpeak mit der oben genannten Methode nur noch mit großem Fehler angeben, er wird 20 - 50% des Signals bei 800nm ausmachen.

Um die gemessene Polarisation zu korrigieren sind zwei weitere Dinge entscheidend, zum einen die Höhe der Polarisation des Untergrunds (des parasitären Substratleuchtens) und zum anderen die Höhe der Polarisation des gesamten Lumineszenzsignals (*strained layer* und Substratlumineszenz) bei 800nm. Die Polarisation des Substrats lässt sich am einfachsten im Peak der Substratlumineszenz (bei 830nm) bestimmen. In diesem Fall wurde dort 20% Polarisation gemessen. Erfahrungsgemäß liegt die Polarisation bei kleineren Wellenlängen etwas niedriger, so dass für den Substratuntergrund bei 800nm eine Polarisation von $17 \pm 3\%$ abgeschätzt wird.

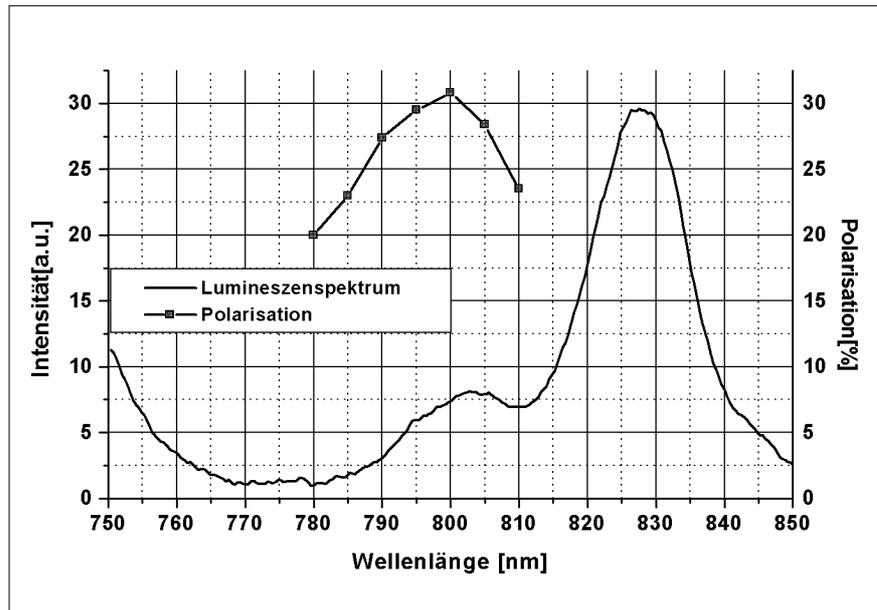


Abbildung 4.16: Polarisationsspektrum der finnischen Kathode N.E. 4, Pumpwellenlänge ist 724nm ($T = 77$ K)

Die Polarisation des gesamten Lumineszenzsignals bei 800nm ist $48 \pm 1\%$. Jetzt kennt man die Polarisation der Substratlumineszenz, die Gesamtpolarisation bei 800nm und die jeweiligen Intensitäten. Damit kann nun leicht die Polarisation der *strained layer* Schicht berechnet werden. Leider verschlechtern weitere systematische Fehler die Methode zur Bestimmung des Untergrunds. Zum Beispiel beeinflussen

die Höhe der Dotierung usw. die Form der einzelnen Lumineszenzpeaks, so dass die Untergrundbestimmung durch Fitten von Substratlumineszenzpeaks zu einem Modellspektrum nur in Grenzen richtig ist. Die daraus resultierenden Fehler lassen also nur eine grobe Abschätzung der wirklichen Lumineszenzpolarisierung zu. Die wahre Lumineszenzpolarisierung der *strained layer* Schicht liegt daher zwischen 55 und 80%.

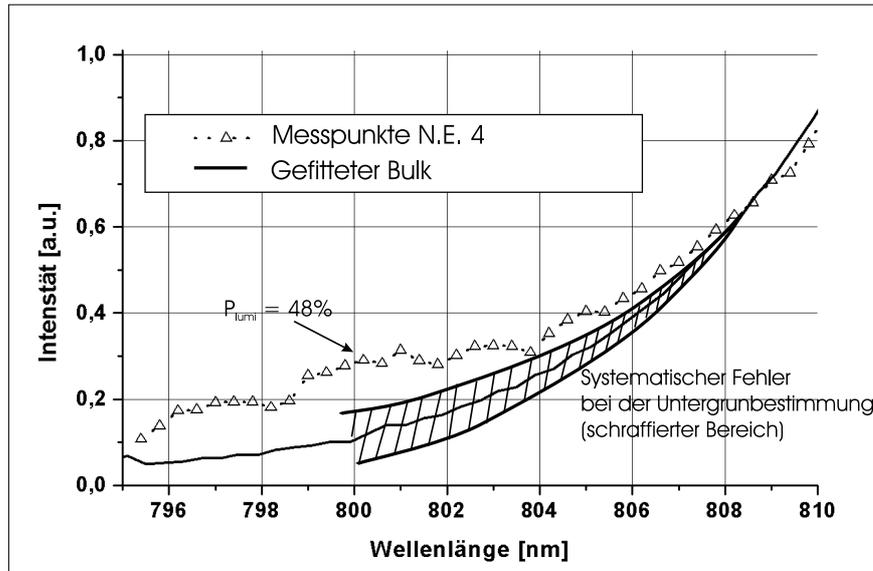


Abbildung 4.17: Lumineszenzspektrum der finnischen Kathode N.E. 4, Pumpwellenlänge 790nm ($T = 77$ K)

Es gelingt so die Elektronenpolarisation $P_e = \sqrt{P_{Lumi}}$ des N.E.4 im Bereich von $74 \leq P \leq 89\%$ vorauszusagen.

Bessere Resultate können voraussichtlich erzielt werden, falls die Möglichkeit besteht, Proben auf tiefere Temperaturen zu kühlen. Die Halbwertsbreite der einzelnen Lumineszenzpeaks würde sich weiter verkleinern, so dass man hoffen kann auch näher zusammen liegende Lumineszenzpeaks, wie bei der N.E.4 Kathode, spektral trennen zu können.

4.2.1.2 Laseruntergrund

Bei einigen Messungen wurden ungewöhnlich hohe Lumineszenzpolarisierungen festgestellt. Diese traten immer dann auf, wenn das Lumineszenzsignal besonders schwach war und Durchlasswellenlänge des Monochromators und Laserpumpwellenlänge nur wenige Nanometer auseinander lagen. Es liegt also nahe, dass die Messung in diesem Fall von hoch polarisiertem Streulicht des Pumplasers verfälscht wurde. Aus Herstellerangaben ist bekannt, dass der Doppelmonochromator eine Streulichtunterdrückung von 10^8 besitzt. Das bedeutet, für eine Lumineszenzintensität von 10 fW am Eingang des Doppelmonochromators reicht ein Laserstreulicht von $1 \mu\text{W}$

aus, um das Signal ernsthaft zu stören.

Eine Betrachtung dieses Problems war also notwendig. Zunächst wurde ein Spektrum des Laseruntergrunds ohne Lumineszenz aufgenommen. Dazu wurde eine Aluminiumplatte an Stelle der Kathode in den Laserstrahl gebracht. Für die Untersuchung wurde die 50mW Laserdiode verwendet. Die Laserlinie liegt bei 662nm. Die Streulichtintensität hinter dem Monochromator fällt in erster Ordnung mit zunehmender Durchlasswellenlänge des Monochromators exponentiell ab. Sie pendelt sich dann nach etwa 30nm auf einen relativ konstanten Wert ein (Abb. 4.18).

Es ist demnach klar, dass der Einfluss des Lasers wächst, je näher man an der

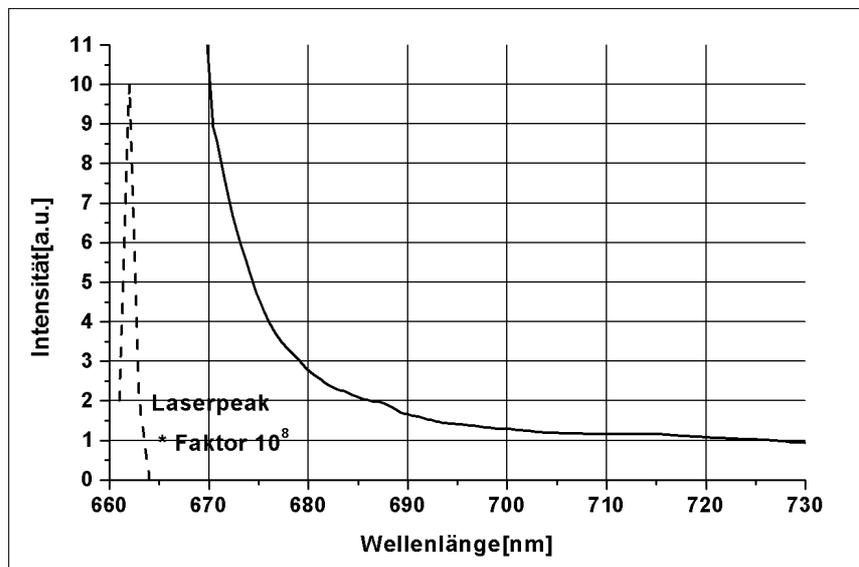


Abbildung 4.18: Laseruntergrund am Ausgang des Monochromators

Pumpwellenlänge misst. Aufgrund der auftretenden Intensitätsverhältnisse kann die Messung prinzipiell, gerade wenn Durchlasswellenlänge des Monochromators und Pumpwellenlänge weniger als 10nm auseinander liegen, gestört werden.

Eine quantitative Aussage ist aber weitaus komplizierter. Um die Aufspaltung des $P_{\frac{3}{2}}$ Zustands zu berücksichtigen, muss möglichst nah an der Pumpwellenlänge gemessen werden. Da jede Kathode eine andere Rauigkeit der Oberfläche besitzt, wird die Intensität des diffus gestreuten Laserlichts unterschiedlich ausfallen und damit auch die Höhe des Laseruntergrunds. Zum anderen ist die Lumineszenzintensität der einzelnen Kathoden ebenfalls sehr unterschiedlich. Beide Effekte führen zu Schwankungen des Signal-zu-Laseruntergrundverhältnisses um bis zu einem Faktor von 50. Es können daher nur Erfahrungswerte aus den bisherigen Messungen erläutert werden. Im Einzelfall besonders bei schwacher Lumineszenz muss jedoch die Höhe des Untergrunds exakt bestimmt werden.

Es ist natürlich klar, dass die Messanordnung so zu arrangieren ist, dass das Laserstreulicht im Monochromator möglichst gering bleibt. Dazu gehört z.B., dass kein Reflex des Lasers an den Eingang des Monochromators gelangen darf. Blasenbildung des flüssigen Stickstoffs am Laserfleck auf der Kathode im Kryostat verstärkt den La-

seruntergrund zusätzlich. Dieser Effekt lässt sich nur mit einem anderen Kryostaten vermeiden, denn sobald der Pegel des flüssigen Stickstoffs unterhalb der Position des Laserflecks sank, stieg die Temperatur der Kathode sofort an.

Durch Vergleichen der Intensitäten von Laseruntergrund und Lumineszenzsignal bei verschiedenen Kathoden wurde herausgefunden, dass in einem Abstand von 10nm von der Laserlinie der Lasereinfluss kleiner 3% und bei 15nm kleiner 1% ist, sofern die Lumineszenzintensität in der Größenordnung der S-26 Kathode liegt.

4.2.2 Ablauf der Polarisationsmessung

Alle untersuchten Kristalle weisen unterschiedliche Polarisation bei verschiedenen Pumpenergien auf. Die Polarisation einer Kathode hängt also einerseits von der Pumplaserwellenlänge und andererseits von dem Messpunkt im Lumineszenzspektrum ab. Um die Polarisation vollständig zu bestimmen, muss die Polarisation in Abhängigkeit von der Pumplaserwellenlänge λ_P und der Beobachtungswellenlänge λ_{Obs} , d.h. $P(\lambda_P, \lambda_{Obs})$ gemessen werden. Solche Messungen sind mit großem Zeitaufwand verbunden. Der Nutzen einer vollständigen Messung von $P(\lambda_P, \lambda_{Obs})$ ist jedoch fraglich, da für die Charakterisierung eines Kristalls weitaus weniger Messpunkte notwendig sind. Es soll daher im Folgenden ein Verfahren vorgestellt werden, mit dem die wesentlichen Polarisationsdaten der Kathoden in vertretbarem Aufwand erhalten werden können.

1. Zuerst wird das Lumineszenzspektrum in dem Bereich aufgenommen, in dem das *strained layer* Lumineszenzsignal erwartet wird. Bei 77 K liegt der Bereich zwischen 740 und 820nm. Die Pumplaserenergie sollte dabei etwa 50-100meV höher als die erwartete *strained layer* Lumineszenzphotonenenergie gewählt werden, z.B. bei 1,713 eV (724nm).
2. An Hand des Spektrums aus Punkt eins können jetzt mögliche Punkte im Bereich der *strained layer* Lumineszenz zur Messung der Polarisation gefunden werden, bei denen der Einfluss der Lumineszenz anderer Schichten vernachlässigbar ist. Die besten Resultate für die Messung der Polarisation liefert ein Messpunkt etwas oberhalb des Lumineszenzmaximums der *strained layer* Schicht (sofern dort der Anteil des Substratleuchtens vernachlässigbar ist), z.B. in Abb. 4.13a bei 775nm.
3. An einem in Schritt 2. festgelegten Punkt im Spektrum wird die Polarisation bei verschiedenen Pumpenergien gemessen. Dabei sollten Pumpwellenlänge und Messpunkt bei unserer Apparatur mindestens 10nm auseinander liegen. Die Pumpwellenlänge sollte in 5 bis 10nm Schritten variiert werden.

Am Beispiel des Kristalls S-26 werden die Punkte noch mal nacheinander erläutert. Das Lumineszenzspektrum für Punkt 1. ist in Abb. 4.13a) dargestellt. Punkt 2.: Einflüsse durch Nachbarpeaks lassen sich zwischen 770 und 780nm ausschließen. Für die weiteren Messungen wird der Punkt bei 775nm gewählt. Punkt 3.: die Durchlasswellenlänge des Monochromators wird also fest auf 775nm eingestellt. Anschließend wird

jeweils eine Polarisationsmessung bei den Pumplaserwellenlängen 724, 740, 750, 755, 760 und 765nm durchgeführt. Abb. 4.19 zeigt das Resultat.

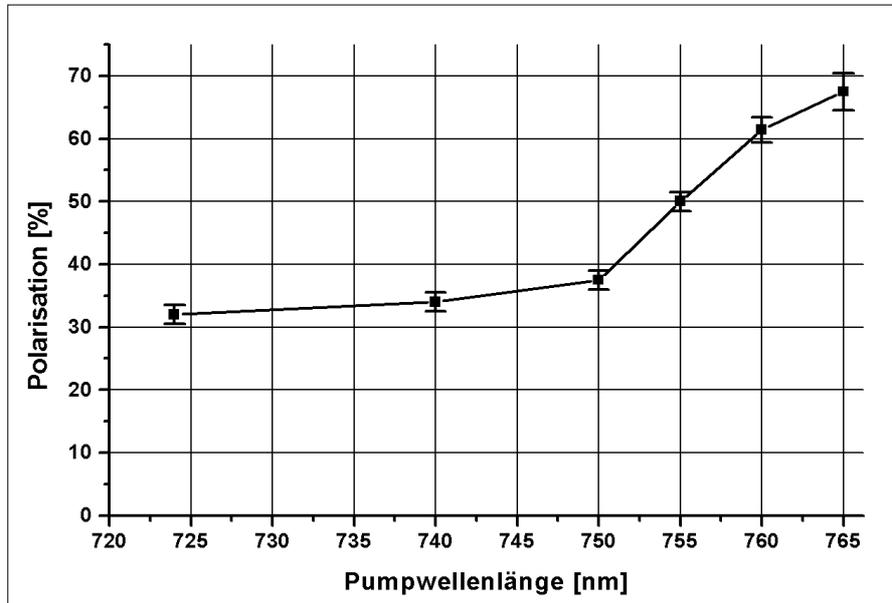


Abbildung 4.19: S-26: Messung der Polarisierung bei 775nm mit unterschiedlichen Pumplaserwellenlängen ($T = 77$ K)

Es ist ein Anstieg der Lumineszenzpolarisation bis über 66 ± 3 % zu sehen. Der Fehler der Lumineszenzpolarisation setzt sich aus mehreren Einzelfehlern zusammen. Zum einen sind die besprochenen Untergrundbeiträge der Lumineszenz anderer Schichten und der Laseruntergrund zu berücksichtigen (siehe Kapitel 4.2.2 und 4.8.1). Zum anderen besitzt der verwendete Breitband-Viertelwellenverzögerer einen Phasenfehler $\Delta\varphi = 4.5$ Grad (Kapitel 3.3.2), daraus resultiert ein Messfehler von ca. 1%. Weitere Effekte sind bei der Interpretation der Ergebnisse zu berücksichtigen:

1. Die Zirkularpolarisation des Pumplasers σ_{Pump} wird zu einem kleinen Teil (ca. 1%) bei der Transmission durch die Fenster des Kryostaten zerstört.
2. Der Laserstrahl trifft mit einem Winkel von ca. 30 Grad auf den Kristall. Aufgrund des hohen Brechungsindex von GaAs ($n = 3.5$) wird der Strahl im Kristall zum Lot gebrochen, so dass er im Winkel von 8.2 Grad zur Optischen Achse des Kristalls steht. Dadurch 'sieht' der Kristall eine niedrigere Laserpolarisation (ebenfalls ca. 1%).
3. Beim Einsammeln des Lumineszenzlichts mit der Sammellinse S1 (Abb. 3.1) muss die Winkelakzeptanz, die nach Gl. 2.23 über den $\cos(\omega)$ in die Lumineszenzpolarisation eingeht, mit ca. 35 Grad berücksichtigt werden (ebenfalls ca. 1%).

Die Punkte 1 bis 3 führen dazu, dass die Lumineszenzpolarisation systematisch um maximal 3 Prozent niedriger ausfällt, d.h. die beobachtete Lumineszenzpolarisation σ_{Obs} ist so zu korrigieren, dass gilt $P_{Lumi} \approx \sigma_{Obs} * 1,03$. Für die Photoelektronenpolarisation P_E ($P_E \approx \sqrt{P_{Lumi}}$) erhält man umgerechnet einen Korrekturfaktor von ≤ 1.015 . Dieser kleine Faktor wird in der folgenden Betrachtung vernachlässigt.

Über die Relation $P_E \approx \sqrt{P_{Lumi}}$ lässt sich nun die Elektronenpolarisation der S-26 Kathode zu $81 \pm 3\%$ berechnen. Vergleicht man die Ergebnisse mit der, in der polarisierten Elektronenquelle gemessenen, Photoelektronenpolarisation P_e von maximal 84%, so stellt man gute Übereinstimmung fest.

Zunächst sollen nun exemplarisch zwei weitere Resultate von anderen Kathoden dargestellt werden (Abb. 4.20 und 4.21). Bei der Kathode N.E. 3249 ist ein signifikanter Anstieg der Polarisation erst sehr spät zu erkennen. Der erste Anstieg der

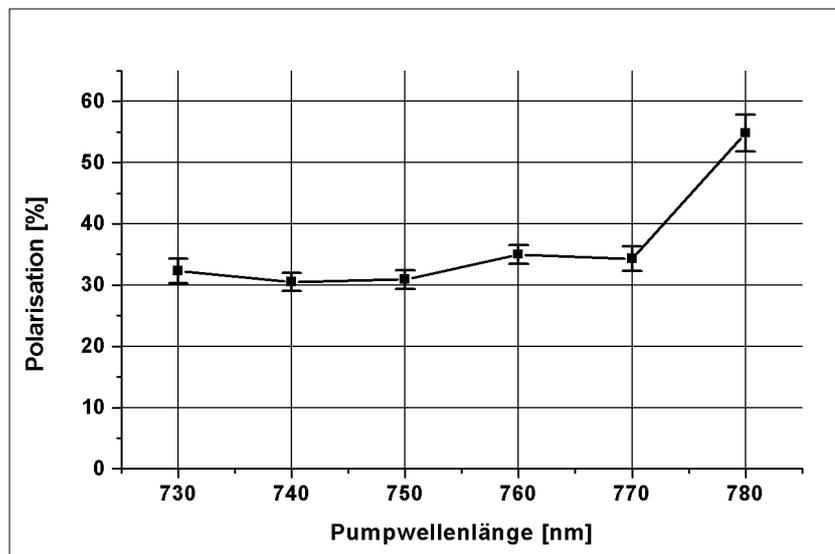


Abbildung 4.20: N.E.3249: Messung der Polarisation bei 790nm mit unterschiedlichen Pumplaserwellenlängen ($T = 77$ K)

Polarisation bei 760nm kann in der Photoelektronenpolarisationsmessung ebenfalls verzeichnet werden.

Die S-7 Kathode zeigte einen verhältnismäßig geringen Anstieg der Polarisation (Abb. 4.21). Bei allen untersuchten *strained layer* Photokathoden (außer der englischen Kathode) lies sich ein Polarisationsanstieg aufgrund der Aufhebung des entarteten $P_{\frac{3}{2}}$ Zustands im Lumineszenzleuchten der *strained layer* Schicht beobachten. Wie bei der S-26 Kathode lies sich die Polarisation der S-7 Kathode ohne Untergrund von Substratlumineszenz untersuchen. Die Substratlumineszenzintensität des S-7 war so schwach, dass in diesem Fall auch bei sehr niedrigen Pumpenergien das Signal des *strained layers* um ein vielfaches größer war. Da die beiden Kathoden das Lumineszenzmaximum bei gleicher Wellenlänge aufweisen, lassen sich die Ergebnisse der Polarisationsmessung direkt vergleichen (Abb. 4.21). Ein deutlicher Unterschied ist sowohl in der maximalen Polarisation als auch bei der Größe der Aufspaltung

des $P_{\frac{3}{2}}$ Zustands zu sehen. Die Größe der Aufspaltung lässt sich über den Punkt ermitteln, bei dem die Polarisation beginnt signifikant anzusteigen. Dieser Punkt liegt bei der S-7 Kathode bei ca. 760nm und bei der S-26 Kathode bei 750nm. Über den Abstand zum Messpunkt (hier bei 775nm) kann die Aufspaltung in grober Näherung bestimmt werden. Die Fehlerquellen für die Messung der Aufspaltung sind vielfältig, daher soll nur die qualitative Aussage der Ergebnisse genutzt werden. Zum Beispiel fällt die Größe der Aufspaltung je nach Beobachtungswellenlänge innerhalb des Lumineszenzspektrums anders aus.

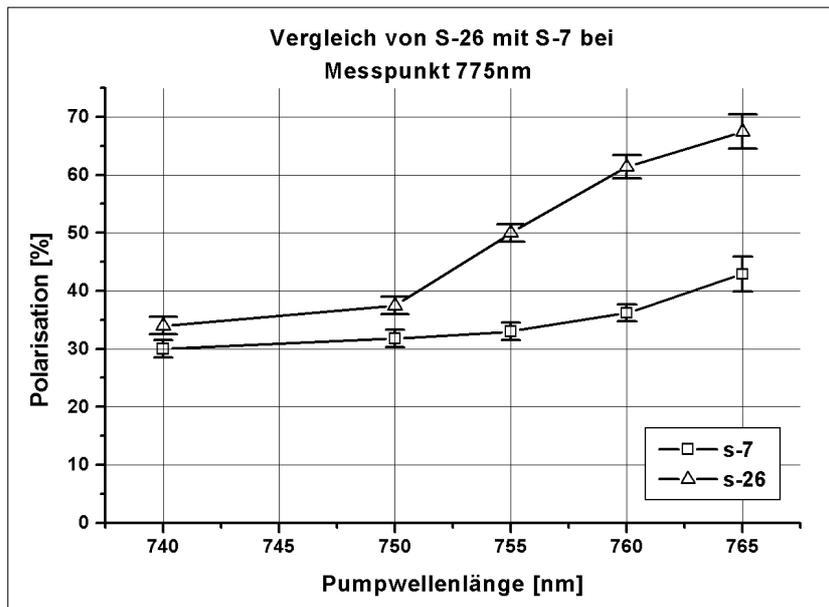


Abbildung 4.21: Vergleich von S7 mit S-26: Messung der Polarisation bei 775nm mit unterschiedlichen Pumplaserwellenlängen

In Abbildung 4.22 sind noch einmal die wichtigsten Daten aller Kathoden zusammengefasst. In der ersten Zeile ist jeweils die maximal gemessene Lumineszenzpolarisation einer Kathode eingetragen. Die angegebenen Fehler wurden an Hand des jeweiligen Spektrums unter Berücksichtigung der einzelnen Fehlerquellen abgeschätzt. In der zweiten Zeile ist die berechnete Elektronenpolarisation ($P_E \approx \sqrt{P_{Lumi}}$) eingetragen. Darunter ist die, in der Elektronenquelle gemessene, Photoelektronenpolarisation der Kathoden zu finden. In der letzten Zeile der Abbildung 4.22 ist die Entfernung zwischen dem Maximum des *strained layer* Lumineszenzpeaks und dem Maximum des Substratpeaks eingetragen. Der Abstand dient als Indikator für eine genaue Messung. Im Vergleich mit den Fehlerangaben aus Zeile 1 lässt sich feststellen, dass ab einem Peakabstand von mehr als 40nm eine Polarisationsmessung mit kleinem Fehler von weniger als 5 Prozent möglich ist.

Durch Vergleichen von Zeile 2 mit Zeile 3 (Abbildung 4.22) wird ersichtlich, dass sämtliche Ergebnisse aus der Lumineszenzanalyse mit der Polarisationsmessung der Photoemissionselektronen an der polarisierte Elektronenquelle im Einklang stehen. Damit steht fest, dass sich die Lumineszenzmethode zur Bestimmung der Photoelek-

	S-26	S-22	S-7	N.E.3249	N.E.4	N.E.5
$P_{Lumimax}$	$66 \pm 3\%$	$54^{+10}_{-3} \%$	$43 \pm 3\%$	$55 \pm 4\%$	$67 \pm 13\%$	$50 \pm 4\%$
$P_E \approx \sqrt{P_{Lumimax}}$	$81 \pm 3\%$	$76 \pm 5\%$	$65 \pm 3\%$	$75 \pm 3\%$	$80,5 \pm 9\%$	$71 \pm 3\%$
P_e aus Photoemission	84%	80%	70%	76%	-	-
Beginn der Aufspaltung des p^3_2 Zustands	54meV	52meV	32 meV	40meV	50meV	50meV
Entfernung von Substrat- <i>strained layer</i> Peak	50nm	35nm	-	40-45nm	25nm	40-45nm

Abbildung 4.22: Lumineszenzpolarisation $P_{Lumimax}$, berechnete Elektronenpolarisation P_E , in der Photoemission gemessene Elektronenpolarisation P_e sowie weitere Merkmale zur Beurteilung der Photokathoden (siehe Text)

tronenpolarisation zwar nicht als Polarimeter eignet, jedoch die Anforderungen einer Qualitätskontrolle gut erfüllt.

4.2.3 Ergebnisse zur Aufspaltung und Arbeitswellenlänge

Einige weitere Parameter der Photokathoden waren bisher nur schwer oder überhaupt nicht zugänglich. Zum Beispiel konnte die Größe der uniaxialen Deformation δE der obersten *strained layer* Schicht bisher nur schwer bestimmt werden. Aussagen, ob die uniaxialen Deformation relaxiert und damit die Größe der Aufspaltung des $P_{\frac{3}{2}}$ Zustands sich gegenüber der theoretischen Berechnung verringert, konnten daher bis jetzt nicht gemacht werden.

An Hand von Ergebnissen der vorangegangenen Messungen lassen sich jedoch diesbezüglich einige Abschätzungen machen, die im Folgenden erläutert werden sollen.

Aus der Lage der Lumineszenzpeaks der einzelnen Schichten lässt sich die jeweilige Phosphorkonzentration berechnen. Über die Phosphorkonzentration kann dann die Gitterkonstante der jeweiligen Schicht ermittelt werden, sie ist z.B. in der Arbeit von [Sche98] tabelliert. Ist die wahre Phosphorkonzentration der 1000nm dicken $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ auf der die *strained layer* Schicht aufgewachsen ist (vergl. Abb. 4.1) und die der *strained layer* Schicht bekannt, so kann die relative Gitterfehlانpassung Δa der beiden Schichten nach Gleichung 2.7 ermittelt werden. Mit ihr und den Festkörperkonstanten c_{11} , c_{12} , A und B [Sche98] können dann über die Gleichungen 2.8 und 2.9 die Aufspaltung δE und die Energielücke der *strained layer* Schicht bei Zimmertemperatur vorausgesagt werden (siehe weiter unten).

In Tabelle 4.3 werden nun zuerst die experimentellen Größen vorgestellt. In der ersten Spalte stehen die in Kapitel 4.1 ermittelten Phosphorkonzentrationen der 1000nm dicken Schicht, auf der die *strained layer* Schicht aufgewachsen wurde. In der dritten Spalte sind die daraus ermittelten Gitterkonstanten zu finden. Kennt man die Wellenlänge des Lumineszenzmaximums bei 77 Kelvin, so kann die Energielücke der *strained layer* Schicht bei Zimmertemperatur ebenfalls berechnet werden. Beim Abkühlen von Zimmertemperatur auf 77 Kelvin verschiebt Bulk GaAs sein Lumineszenzmaximum um 76meV. Geht man davon aus, dass die *strained layer* Lumineszenz beim Abkühlen ebenfalls um 76meV verschoben wird, so kann, wenn man berücksichtigt, dass das Lumineszenzmaximum gegenüber der Energielücke des Halbleiters um $E_{Lumimax} = E_g + \frac{1}{2}kT - \varepsilon$ verschoben ist, die Energielücke E_g bei Zimmertemperatur ermittelt werden. Der Wert der Energielücke des *strained layers* E_g ist in der vierten Spalte der Tabelle 4.3 zu finden. Dabei wurde für ε ein Wert von 15meV angenommen (vergleiche Kapitel 4.1.1.1). In der zweiten Spalte steht die Aufspaltung δE des $P_{\frac{3}{2}}$ Zustands. Die Größe der Aufspaltung lässt sich über den Punkt ermitteln, bei dem die Polarisation beginnt signifikant anzusteigen und dessen Abstand zum Messpunkt in Nanometern (siehe auch Kapitel 4.2.2).

Andererseits können nun mit dem vorher beschriebenen Verfahren über die Gleichungen 2.8 und 2.9 und den Daten zur Phosphorkonzentration aus Tabelle 4.3 die Aufspaltung δE und die Energielücke theoretisch vorausgesagt werden. Diese Werte sind in Tabelle 4.4 dargestellt. Sie können direkt mit den Ergebnissen aus Tabelle

4.3 verglichen werden.

Beim Vergleich der Werte findet man, dass alle theoretisch berechneten Werte für

Kathode	P[%] der 1000nm Schicht	δE [meV]	$a_{Lattice}$ [pm] aus [Sche98]	E_g [nm] bei 300 K
S-26	28,5 \pm 1,0	54 \pm 7	560,05	823 \pm 10
S-22	28,5 \pm 1,0	52 \pm 7	560,05	832 \pm 10
S-7	26,6 \pm 1,5	32 \pm 7	560,42	823 \pm 10
NE 3249	19,3 \pm 1,0	40 \pm 7	561,90	851 \pm 10
NE 5	21,0 \pm 1,0	50 \pm 7	561,56	851 \pm 10
NE 4	18,7 \pm 1,0	50 \pm 7	562,00	857 \pm 10

Tabelle 4.3: Experimentelle Größen zur Bestimmung der Gitterfehlpassung: Phosphorkonzentration der 1000nm dicken $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ Schicht, Größe der Aufspaltung des $P_{\frac{3}{2}}$ - Niveau δE und die abgeleiteten Größen $a_{Lattice}$ und E_g (siehe Text)

E_g^{Theo} etwas zu niedrig ausfallen. Berücksichtigt man jedoch die mittlere Dotierung der Schicht von $7 \cdot 10^{17}$ Atomen/cm³ und das daraus resultierende Bandgapnarrowing mit 15 - 20meV (Abb. 2.4), so ergibt sich ein einheitliches Bild. Zu den Ergebnissen der finnischen Kathoden kann gesagt werden, dass die Daten dafür sprechen, dass die *strained layer* Schicht kein Phosphor enthält. Das steht scheinbar im Widerspruch zu den Ergebnissen aus der Phosphorkonzentrationsmessung. Hier wurde der *strained layer* Schicht eine Phosphorkonzentration von 6-7% zugeordnet. Da dort jedoch die Verschiebung des *strained layer* Lumineszenzspektrums durch die uniaxiale Deformation der obersten Schicht nicht berücksichtigt wurde, kann der Widerspruch mit Hilfe dieses Effekts aufgehoben werden. Hier ist also eine reine GaAs Schicht auf einer $\text{GaAs}_{0,8}\text{P}_{0,2}$ Schicht aufgewachsen worden.

x	$E_g^{Theo}(a)$ [nm]	$\delta E(a)$ [meV]	$E_g^{Theo}(b)$ [nm]	$\delta E(b)$ [meV]
0,200	848 (N.E. xx)	46.2	823 (-)	34.7
0,266	842 (-)	61.9	818 (S-7)	49.8
0,285	840 (-)	66.4	816 (S-26,-22)	54.4
0,300	839 (-)	69.7	814 (-)	57.9

Tabelle 4.4: GaAs (a) und $\text{GaAs}_{0,95}\text{P}_{0,05}$ (b) auf $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ aufgewachsen

Der Vergleich mit den Daten aus der Photoemission in polarisierte Elektronenquelle gibt jedoch Hinweise darauf, dass die Energielücke E_g nicht bei allen Kathoden dort zu finden ist, wo sie in Tabelle 4.3 und 4.4 vorausgesagt wurden. Wie es scheint, neigen die Voraussagen der Lumineszenzmethode dazu die Größe der Energielücke E_g um weitere 10meV zu überschätzen.

Bei den Kathoden S-7 und N.E. 3249 ist eine geringere Aufspaltung des $P_{\frac{3}{2}}$ Zustands δE zu sehen, als theoretisch erwartet wird. Die geringe Aufspaltung (Tabelle 4.3) könnte also dahingehend interpretiert werden, dass hier eine Relaxation der uniaxialen Deformation stattgefunden hat. Vergleicht man die übrigen 'theoretisch' und experimentell ermittelten Werte für δE , so ist hier eine Übereinstimmung zu finden.

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass es gelingt, erste Aussagen über die Aufspaltung des $P_{\frac{3}{2}}$ Zustands zu erlangen. Außerdem ist es möglich, die Größe der Energielücke der *strained layer* Schicht auf einen kleinen Energiebereich einzuschränken, so dass man den Pumplaser, zur Bestimmung der optimalen Betriebsparameter, nur noch in einem kleinen Wellenlängenbereich an der Quelle selbst durchstimmen muss.

4.3 Untersuchungen zur Temperatur im Laserfleck

Die Elektronenquelle für unpolarisierte Elektronen am MAMI ist in der Lage $100\mu\text{A}$ Strahlstrom zu produzieren. In der polarisierten Elektronenquelle wird die Kathode maximal mit 50mW Laserleistung bestrahlt. Normalerweise erhält man bei *strained layer* Photokathoden 0.5 bis $2\mu\text{A}$ Strahlstrom pro 1mW Laserleistung. Je nach Photokathode kann also der maximale Strahlstrom zwischen 25 und $100\mu\text{A}$ variieren. Um mit der unpolarisierten Quelle vergleichbare Ströme zu garantieren, muss also die Laserleistung auf Werte zwischen 50 und 200mW erhöht werden.

Die Kathode wird in der Quelle mit einer Cs:O - Schicht überzogen, um den Elektronen im Leitungsband den Austritt aus dem Halbleiter ins Vakuum zu ermöglichen. Diese Schicht wird im Bereich von $70 - 100\text{ }^\circ\text{C}$ instabil. Ziel ist es daher, zu untersuchen, in wieweit die Laserleistung erhöht werden kann, ohne die Kathode dabei wesentlich zu erwärmen und damit die Cs:O - Schicht zu gefährden.

Mithilfe der Lumineszenzspektroskopie lässt sich die Temperatur der Kathoden bestimmen. Die Varshnigleichung 2.3 liefert den Zusammenhang zwischen der Bandlücke des Halbleiters und der Temperatur. Die Varshniparameter werden an die jeweiligen Eigenschaften des Halbleiters angepasst.

Drei Unbekannte, die Energielücke des Halbleiters bei 0 Kelvin $E_g(0)$, α und β sind festzulegen. Mit Kenntnis von drei unabhängigen Eichpunkten auf der Temperaturskala können die Parameter eindeutig bestimmt werden. Für die Bestimmung der Parameter der untersuchten Bulk-GaAs Probe bieten sich zwei Eichpunkte an, zum einen die Raumtemperatur, bei der die gesamte Apparatur im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung ist und zum anderen eine Messung im Flüssig-Stickstoffbad bei 77 Kelvin. Der dritte Parameter wurde im vorliegenden Fall berechnet. Reines GaAs hat eine Energielücke von 1.52 eV bei 0 K . Die vorliegende Probe besitzt eine Dotierung von $1 \cdot 10^{19}$ Atomen/ cm^3 , das entspricht nach Casey und Stern (Abb. 2.4) einer Verkleinerung der Energielücke um $30-35\text{meV}$. Daraus resultiert also die korrigierte Energielücke bei 0 Kelvin $E_g(0) = 1.485 - 1.49\text{ eV}$. Der Fehler durch Berechnen von $E_g(0)$ ist im Bereich von $270 - 380$ Kelvin kleiner als 4 Kelvin. Für eine erste qualitative Bestimmung der Temperatur, soll in diesem Fall die Genauigkeit ausreichen.

Der Zusammenhang von Energielücke und Temperatur mit $E_g(0)=1.49\text{ eV}$, $\alpha =$

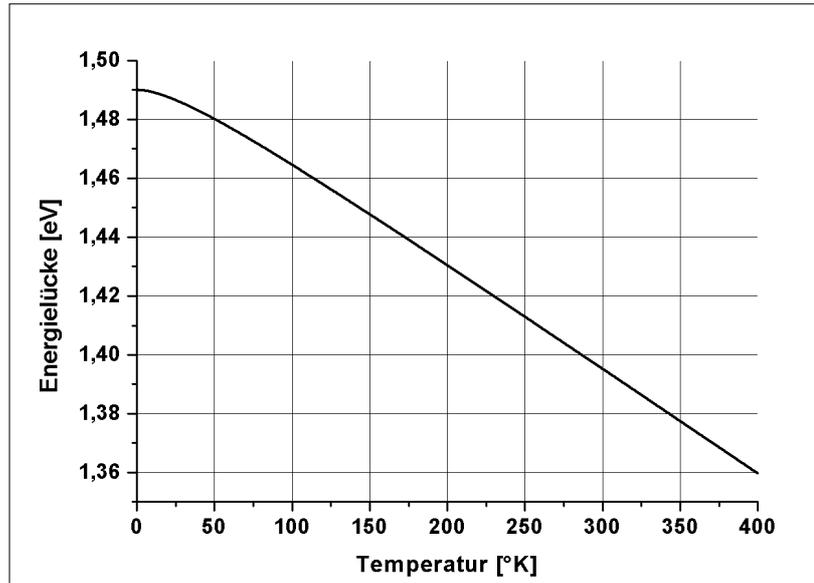


Abbildung 4.23: Temperaturabhängigkeit der Energieleücke von Bulk-GaAs über die Varshnigleichung

$4.1 \cdot 10^{-4}$ und $\beta = 110K$ ist in Abb. 4.23 dargestellt. Die Temperatur der Kathode lässt sich nun direkt aus der Lage des Lumineszenzmaximums bestimmen.

Im Folgenden soll nun die Temperatur auf der Kathode in Abhängigkeit der eingestrahnten Laserleistung untersucht werden. Dafür stehen bis zu 180mW Laserleistung auf der Kathode zur Verfügung.

Abb. 4.24 zeigt die Lumineszenzspektren bei unterschiedlicher Laserleistung. Es ist deutlich zu sehen, dass das Lumineszenzspektrum mit zunehmender Laserleistung zu höheren Wellenlängen wandert. Die Verschiebung beträgt bei der zur Verfügung stehenden Laserleistung maximal 15nm. Dies entspricht einem Temperaturanstieg um 65°Celsius von 23 auf 88°Celsius (er kann direkt aus Abb. 4.23 abgelesen werden). Abb. 4.25 zeigt den Verlauf der Temperatur. Schon im Bereich von 100mW Laserleistung ist die Kathodentemperatur mit 58°Celsius als kritisch anzusehen. Der effektive Fehler setzt sich aus dem Fehler bei der Bestimmung der Varshniparameter und dem Fehler bei der Bestimmung des Lumineszenzmaximums zusammen.

Um auszuschließen, dass es sich um eine punktuelle Erwärmung der Kathode im Laserfleck handelt, wurde die Größe des Laserflecks variiert. Bei Laserfleckdurchmessern von weniger als 1mm bis zu Durchmessern von 5mm blieb die Kathodentemperatur, wie aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit von GaAs erwartet, konstant.

Der Zusammenhang von Laserleistung und Kathodentemperatur ist im Rahmen der Fehler linear. Er lässt sich daher in erster Näherung durch eine einfache Relation zwischen Temperaturanstieg ΔT und Wärmewiderstand R_{th} beschreiben. $\Delta T = \Phi * R_{th}$, wobei Φ der Wärmefluss ist. Die Wärmestrahlung der Kathode ist bei den erreichten Temperaturen noch klein gegen die Laserleistung, d.h. im Bereich von 5 bis 10%, so dass sie bei dieser Betrachtung vernachlässigt werden kann. Der Wärmewiderstand R_{th} beträgt daher circa 500K/W.

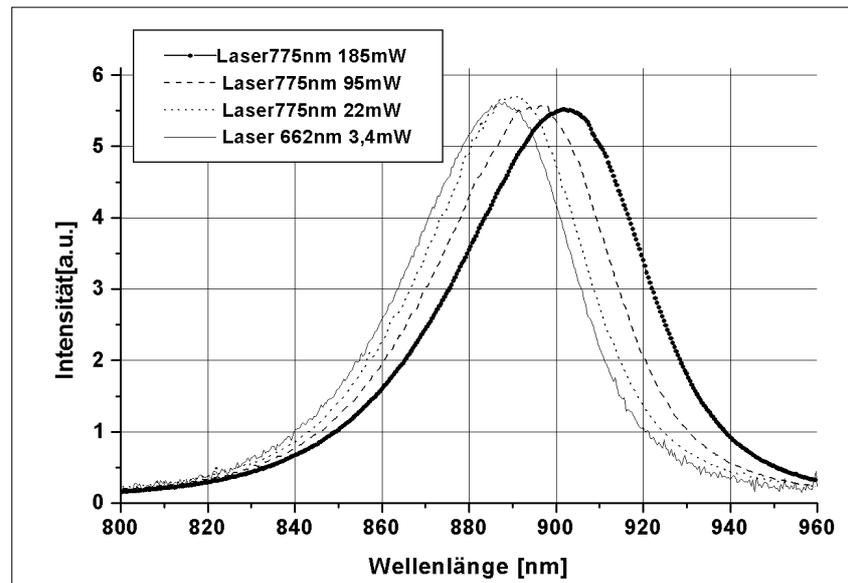


Abbildung 4.24: Lumineszenzspektrum von Bulk-GaAs bei unterschiedlichen Pump-laserleistungen

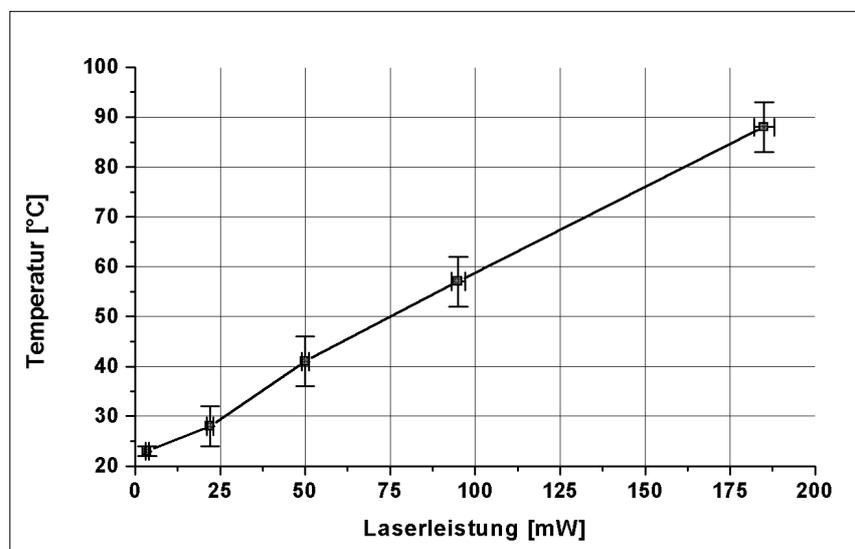


Abbildung 4.25: Einfluss der Laserleistung auf die Kathodentemperatur

Um den Wärmewiderstand zu erniedrigen, muss der Kontakt zwischen Kathode und Puck verbessert werden. Der Puck ist aus Molybdän gefertigt. Die Auflagefläche der Photokathode im Puck ist nicht poliert. Die Kathode selbst besitzt dagegen eine glatte Oberfläche. Puck und Kathode überlappen im Normalfall auf einer Fläche etwa von 40mm^2 . Auf Grund der relativ rauen Oberfläche des Molybdäns ist die Kontaktfläche jedoch erheblich kleiner. Der erste Schritt zur Verbesserung des Wärmeüber-

gangs wäre also, den Puck an der Auflagefläche der Photokathode zu polieren und anschließend die Temperaturkurve neu zu vermessen. Eine aktive Kühlung sollte jedoch u.a. wegen dem Einsatz im Ultrahoch Vakuum der Elektronenquelle vermieden werden.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein auf der Lumineszenzspektroskopie basierendes Testverfahren entwickelt, mit dem es gelingt, die Einsatzfähigkeit von *strained layer* Photokathoden an der polarisierte Elektronenquelle in Bezug auf Kristallstruktur und Polarisierung zu überprüfen. Weiter wurde gezeigt, dass mit der Lumineszenzanalyse nur schwer zugängliche Photokathodenparameter, wie z.B. die Kathodentemperatur im Laserfleck und die uniaxiale Deformation der *strained layer* Schicht, ermittelt werden können.

Die Apparatur zur Analyse der Phosphorkonzentration bietet ein nichtinvasives Verfahren, welches die Struktur von Photokathoden schnell und einfach überprüft. Es ist möglich, die Analyse innerhalb von wenigen Minuten durchzuführen. Mit ihr können alle Schichten von der GaAs_{0,7}P_{0,3}- bis zur GaAs_{0,95}P_{0,05}- Schicht der *strained layer* Photokathoden nachgewiesen werden.

Weiterhin können über die Analyse der Lumineszenzpolarisierung Rückschlüsse auf die Photoelektronenpolarisierung gezogen werden. Besitzt die Photokathode eine uniaxial deformierte (*gestrainte*) Schicht, so kann mithilfe der Polarisierungsanalyse der *strained layer* Lumineszenz bei geeigneten Pumplaserwellenlängen ein Anstieg der Lumineszenzpolarisierung über 40% festgestellt werden. Im Allgemeinen lässt sich daher die maximal erzielbare Photoelektronenpolarisierung mit einer Genauigkeit von mindestens 10% vorhersagen.

Die *strained layer* Lumineszenz lässt Rückschlüsse auf die der Energielücke der *strained layer* Schicht bei Zimmertemperatur zu. Eine solche Voraussage der Energielücke könnte in Zukunft unter Umständen die Strahltests an der polarisierten Quelle weiter verkürzen.

Untersuchungen zur uniaxialen Deformation der *strained layer* Schicht lieferten deutliche Hinweise darauf, dass bei einigen Kathoden eine Relaxation der uniaxialen Deformation stattgefunden hat. In Zukunft könnten weitere, systematische Lumineszenzuntersuchungen klären, unter welchen Umständen ein solcher Relaxationsprozess stattfindet.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte auch die Temperatur der Kathodenoberfläche im Laserfleck mithilfe der Lumineszenzspektroskopie gemessen werden. Es zeigte sich, dass Laserleistungen von 65mW zu Kathodentemperaturen von über 50°C führen. Dies sollte vermieden werden, da die Kathoden zur Aktivierung der

Photoemission mit einer temperaturempfindlichen Cs:O- Schicht versehen werden, die im Bereich von 70° bis 100°C instabil wird. Die Anforderungen der Experimentatoren am MAMI wachsen jedoch auch im Bezug auf den Strahlstrom. Um noch höhere Strahlströme garantieren zu können, muss jedoch die Laserleistung über 65mW angehoben werden. Wie gezeigt wurde, ist es daher entscheidend, die verwendete Kathodenhalterung weiter zu entwickeln, so dass auch in Zukunft den Anforderungen der Experimentatoren entsprochen werden kann.

Literaturverzeichnis

- [All81] P.B. Allen, M. Cardona *Theory of the temperatur dependence of the direct gap of germanium*, Phys. Rev B **31** Nr. 4, p. 4760-4769 (1985)
- [Ber82] Bergmann und Schäfer, *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 4, de Gruyter, 1982
- [Cas75] H. C. Casey, F. Stern, *Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs*, J. Appl. Phys. **47**(2), 1976
- [Col93] E. Collett, *Polarized light, fundamentals and applications*, M. Dekker, New York, 1993
- [Dre96] P. Drescher, *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus Chalcopyriten und aus III-V Heterostrukturen*. Dissertation, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1996
- [Dre96a] P. Drescher et al., *Photoemission of spinpolarized electrons from strained GaAsP*, Applied Physics A **63**, p.203-206, 1996
- [Dya84] M. I .Dyakonov, V. I. Perel, *Theory of optical spin orientation*. Modern problems in condensed matter, Volume 8, Optical Orientation, 1984
- [For02] Forschungsbericht des Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2002 (in Druck)
- [Har97] P. Hartmann, *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen* . Dissertation, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1997
- [Kan63] E. O. Kane, *Thomas-Fermi Approach to Impure Semiconductor Band Structure*, Phys. Rev. **131** Nr. 1, p79, 1963
- [Lam85] G. Fishman, G Lampelle, *Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide*, Phys. Lett. B **16** Nr.2, p 820-831, 1985
- [Lau85] P.Lautenschläger et al., *Temperatur dependence of the bandgaps in Si and Ge*, Phys. Rev. B **31**Nr 4, p. 4760-4769, 1985
- [Mai96] R. A. Mair, *A polarized photoluminescence study of strained layer GaAs photocathodes*. PHD-Thesis, Stanford University Stanford, California, 1996

- [Mey94] M. Meyerhoff et al., *First measurement of the electric formfactor of the neutron in the exclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized ^3He* , Phys. Lett. **B 327**, p 201-207, 1994
- [Nac95] C. Nachtigall, *Entwicklung eines hochpolarisierten Elektronenstrahls für MAMI unter Ausnutzung der Photoemission von uniaxial deformierten III-V-Halbleitern*. Dissertation, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1995
- [Plu94] S. Pützer, *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAsP-Kristallschichten*. Dissertation, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994
- [Roh99] D. Rohe et al., *Measurement of the neutron electric form factor G_{en} at $0.67 (\text{GeV}/c)^2$ via $^3\text{He}^\rightarrow(e^\rightarrow, e'n)$* , Phys. Rev. Lett. **83**, p. 4257, 1999
- [Sche98] M. Schemies, *Entwicklung und Test von neuen Halbleitermaterialien für Photokathoden der MAMI-Quelle spinpolarisierter Elektronen*. Dissertation, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1997
- [Schu93] Schubert, *Doping in III-V Semiconductors*, Cambridge University Press, USA, 1993
- [Ste98] M. Steigerwald et al., *The New Polarized Beam Injektion at MAMI*, EPAC, p 1430-1433, 1998
- [Var67] Y.P. Varshni, *Temperatur dependence of the energie gap in semiconductors*, Physica (Utrecht) **34**, p.149-154, 1967
- [Yao90] H. Yao and A. Compaan, *Plasmons, Photoluminescence, and band-gap narrowing in very heavily doped n-GaAs*, Applied Physics Letters **57**, p. 147-149, 1990
- [Yob90] Yobin Yvon GmbH Bretonischer Ring 13, 85630 Grasbrunn

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich gerne bei einigen Menschen bedanken, die mir geholfen haben, meine Arbeit zu realisieren.

Ich möchte Herrn Prof. Dr. D. v. Harrach für die Themenstellung danken und die Möglichkeit diese Arbeit durchzuführen.

Herrn Dr. Kurt Aulenbacher danke ich für die vielen konstruktiven Anregungen und die gute Betreuung. Den Mitstreitern Valeri Tioukine und Markus Wiesner gilt meine Dank für das angenehme Arbeitsklima und ihre Hilfsbereitschaft.

Weiterhin möchte ich Herrn Röhgen für die Unterstützung bei der Entwicklung der Schrittmotorsteuerung danken. Der A2- und der X- Kolaboration ist für die Bereitstellung verschiedener Geräte zu danken.

Ich danke auch Dirk Bender und Björn Flatt für Bekämpfung von hartnäckigen Fehlern.

Zum Schluss möchte ich noch meiner lieben Frau Madeleine, meinen Eltern und meiner Schwester für ihre Unterstützung während der ganzen Zeit danken.