

**Untersuchung von NEA-Photokathoden mittels
zeitlich hochauflösender Vermessung von
Intensitäts- und Spinpolarisationsverteilungen**

Dissertation

zur Erlangung des Grades
“Doktor der Naturwissenschaften”

am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg–Universität
Mainz

von Jörg Schuler
geboren in Burghausen a.d. Salzach

Mainz 2006

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Photoemission spinpolarisierter Elektronen	7
2.1	Spinpolarisierte Elektronen im Leitungsband	8
2.1.1	Struktur von III-V-Halbleiterkristallen	8
2.1.2	Optisches Pumpen	9
2.2	Brechen der Symmetrie für höhere Polarisierung	11
2.2.1	Strained Layer	12
2.2.2	Superlattice	13
2.3	Elektronentransport	14
2.3.1	Thermische Bewegung	16
2.3.2	Streuprozesse	17
2.3.3	Drift	17
2.3.4	Diffusion	17
2.4	Austritt der Elektronen ins Vakuum	18
2.4.1	Negative Elektronenaffinität	18
2.4.2	Oberflächenladungslimit	20
2.5	Spicer's 3-Stufen Modell	20
2.6	Diffusionsmodell für gepulste Photoemission	22
2.6.1	Pulsantwort	22
2.6.2	Mittlere Emissionszeit	23
2.7	Depolarisationsmechanismen	24
2.7.1	Der D'Yakonov-Perel-Prozess (DP)	25
2.7.2	Der Bir-Aronov-Pikus Prozess (BAP)	25
2.7.3	Mittlere Polarisierung in der Photoemission	26
2.7.4	Photolumineszenz-Messungen und deren Interpretation	28
3	Experimenteller Aufbau	31
3.1	Die "Streak"-Methode	32
3.2	Elektronenkanone und Strahlführung	33
3.3	UHV-Schleuse und Präparationskammer	33

3.4	Elektronenpulsanalyse	36
3.4.1	Deflektorresonator und Hochfrequenzanlage	36
3.4.2	Elektronenspektrometer - Spindreher	38
3.4.3	Der Mott-Detektor	39
3.4.4	Der Faraday-Cup	41
3.5	Laserpulszeugung und -synchronisation	42
3.5.1	Das Lasersystem	42
3.5.2	Phasensynchronisation	44
3.5.3	Lichtleiter und optische Bank	44
3.5.4	Laserpulsdiagnose	46
4	Zeitauflösung	49
4.1	Geometrische Auflösung	50
4.2	Länge und spektrale Breite der Laserpulse	50
4.3	Timing-Jitter	51
4.4	Flugzeitdifferenz und Energieverteilung der Elektronen	56
4.5	Raumladung	57
4.6	Phasendrift	58
4.7	Effektive Zeitauflösung	60
5	Ultrakurzzeit-Spektroskopie	61
5.1	Aktivierung der Photokathoden	62
5.2	Uniaxial deformierter GaAs _{0.95} P _{0.05} -Kristall	62
5.2.1	Pulsantwort und Polarisationspektrum	63
5.2.2	Polarisation und Energieverteilung	66
5.2.3	Scheinbare Transportdepolarisation im Strained Layer	68
5.3	Photokathoden unterschiedlicher Schichtdicke	71
5.4	Oberflächen Rekombinationsgeschwindigkeit	77
6	Zusammenfassung und Ausblick	81
A	Messungen an Superlattice Photokathoden	83
	Literaturverzeichnis	89

Kapitel 1

Einleitung

“Was begrenzt eigentlich die maximale Polarisation, die eine Photokathode liefern kann?” Diese Frage beschäftigt sowohl diejenigen, deren Aufgabe es ist, einen spinpolarisierten Elektronenstrahl für kernphysikalische Experimente zur Verfügung zu stellen, als natürlich auch diejenigen deren Experimente aus physikalischen Gründen z.B. im Strahlstrom begrenzt sind und für die eine höhere Strahlpolarisation die einzige Möglichkeit ist die statistische Genauigkeit ($\sim \frac{1}{P\sqrt{I}}$) ihrer Experimente zu verbessern. Dass diese Frage zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht hinreichend beantwortet war zeigten die Diskussionen, die jedes Jahr auf den Workshops über polarisierte Elektronenquellen geführt wurden.

Spinpolarisierte Elektronen haben für die am Institut für Kernphysik durchgeführten Experimente in den letzten Jahren zunehmend an Bedeutung gewonnen. Wurden am Mainzer Mikrotron (MAMI) innerhalb des Sonderforschungsbereichs 201 (SFB201 “Mittelenenergiephysik mit elektromagnetischer Wechselwirkung”) noch etwa 20% der Experimente mit polarisierten Elektronen durchgeführt ¹ so sind im SFB443 (“Vielkörperstruktur stark wechselwirkender Systeme”) bereits weit über 50% der Experimente mit polarisiertem Elektronenstrahl vorgesehen ².

Als Verfahren für die Produktion eines spinpolarisierten Elektronenstrahls hat sich die Photoemission aus direkten, meist GaAs basierten, III-V-Halbleiterstrukturen durchgesetzt, da sie neben der hohen Brillanz (Stromstärke pro Fläche und Raumwinkel) auch eine einfache Helizitätsumkehr durch Umschalten der Lichtpolarisation (z.B. mit Hilfe einer Pockelszelle) ermöglichen. Auch die an MAMI im Rahmen des SFB201 aufgebauten Quellen polarisierter Elektronen arbeiten nach diesem Prinzip [1, 2]. Eine dieser Quellen, die von P. Hartmann während seiner Dissertation konstruiert wurde, ist mit einem Phasenanalysator versehen, der phasenaufgelöste Messungen von Intensität und Polarisation im emittierten Elektronenpuls ermöglicht [3]. Zweck dieser Anlage war es ursprünglich zu klären, ob mit den zur Erzeugung

¹Institut für Kernphysik, Jahresberichte 93,95,97

²siehe Finanzierungsantrag SFB443

polarisierter Elektronen verwendeten GaAsP Halbleiterkathoden ausreichend kurze Pulse erzeugt werden können, um im Pulsbetrieb die Transmission des Elektronenstrahls von der Quelle zum Target von damals 10% auf bis zu 90% zu erhöhen. Es zeigte sich sehr schnell, dass aus den Standardphotokathoden ausreichend kurze Pulse mit hoher mittlerer Polarisierung erzeugt werden können [4]. Die von P. Hartmann gemessenen Daten waren von hoher Qualität, so dass es ihm möglich war Aussagen über den Prozess der Photoemission selbst zu machen und ein Modell zu entwickeln, das den Emissionsprozess aus dicken ($\geq 1\mu\text{m}$) GaAs-Schichten beschreibt [5].

Durch den Aufbau eines mit der MAMI-Hochfrequenz von 2.45GHz gepulsten Lasersystems [6] und eines verbesserten Pre-Buncher-/Injektorsystems [7] werden heute im Dauerbetrieb Transmissionswerte von mehr als 90% erreicht [8]. Die an MAMI verwendeten "gestressten" $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ -Photokathoden liefern eine mittlere Elektronenpolarisation von etwa 80% bei einer Quanteneffizienz von $1-2 \frac{\mu\text{A}}{\text{mW}}$. Durch die gepulste Photoemission in Verbindung mit einem Load-Lock-System, das den Wechsel der Photokathode innerhalb von 2h ermöglicht, können zuverlässig Strahlströme von $20\mu\text{A}$ über einen fast beliebigen Zeitraum bereitgestellt werden. Die mit der Zahl der Experimente steigenden Anforderungen an maximale Polarisierung und Strahlstrom erfordern jedoch eine kontinuierliche Weiterentwicklung der Quelle polarisierter Elektronen, und insbesondere Tests neuer Kathodenmaterialien im Hinblick auf deren Verwendbarkeit an MAMI. In der Zwischenzeit ist es gelungen, die Lebensdauer der Photokathoden durch Passivierung der Kathodenbereiche außerhalb des Laserflecks und besserer Laserstrahlqualität von ca. 100 auf mehr als 1000 Stunden zu erhöhen.

1996 veröffentlichten Hartmann et al. [4] die ersten zeitaufgelösten Messungen von Polarisierung und Intensität in der Photoemission einer solchen $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ -Photokathode. Sie fanden eine Pulsdauer von etwa 7ps und eine mittlere Elektronenpolarisation von 75%. Es konnte jedoch keine Zeitabhängigkeit der Polarisierung im emittierten Elektronenpuls beobachtet werden. Dieses Ergebnis schien damals im Widerspruch zum 3-Stufen-Modell nach Spicer [9] zu sein, das den Emissionsprozess als Volumeneffekt beschreibt, der sich zusammensetzt aus Photoanregung der Elektronen ins Leitungsband, Elektronentransport an die Oberfläche und anschließende Emission ins Vakuum. Die Spinpolarisation der Leitungsbandelektronen sollte beim Transport an die Kristalloberfläche durch Prozesse mit endlicher Spinflipwahrscheinlichkeit (z.B. Elektron-Loch-Streuung) relaxieren. Eine Spinrelaxation der Leitungsbandelektronen wurde u.a. mittels Photolumineszenzmessungen [10] an strained GaAs-Photokathoden untersucht. Die ermittelten Spinrelaxationszeiten von 70-100ps sollten eigentlich in dem emittierten Elektronenpuls wieder zu finden sein. Als Ursache für das Fehlen von Depolarisation in der Messung von [4] wurde die Zeitauflösung der Apparatur vermutet, die zu diesem Zeitpunkt scheinbar keine Messungen $< 7\text{ps}$ zuließ.

Im Rahmen dieser Arbeit sollte nun versucht werden, mittels phasen-/zeitaufgelöster Intensitäts- und Polarisationsmessung die Anfangspolarisation P_i , Spinrelaxationszeit τ_s und Extraktionszeit τ_{ext} der Elektronen ins Vakuum auch für dünne Schichten ($\leq 150\text{nm}$) zu messen. Zusätzlich sollten die Eigenschaften neuer Superlattice-Photokathoden untersucht werden, die von der Gruppe von Prof. T. Nakanishi, Nagoya University, hauptsächlich für den Einsatz an künftigen Linearbeschleunigern wie z.B. dem KEK in Japan entwickelt wurden. Da die Gruppe von Prof. Nakanishi ebenfalls stark an der zeitaufgelösten Vermessung ihrer Kristalle interessiert war, entwickelte sich eine Zusammenarbeit in deren Verlauf zwei in Nagoya entwickelte Kathodentypen untersucht wurden.

Der erste Teil dieser Arbeit bestand im wesentlichen aus einer eingehenden Überarbeitung des Phasenanalysators und der Messmethode mit dem Ziel die Zeitauflösung der Apparatur zu verbessern. Mit der besseren Zeitauflösung von 2,5ps wurde auch die Pulslänge der emittierten Elektronenpulse immer kürzer, sodass es im Verlauf dieser Arbeit nicht möglich war, die tatsächlichen Pulslängen der Photokathoden mit Schichtdicken $\leq 200\text{nm}$ zu messen. Mit Hilfe energieaufgelöster Polarisationsmessungen von Y. Mamaev [11] ist es jedoch gelungen, einige Aussagen über die Depolarisation im Emissionsprozess zu machen und zumindest eine Obergrenze für die Emissionszeit anzugeben.

Um trotz limitierter Zeitauflösung eine Aussage über den Diffusionsprozess und die Emissionszeiten zu versuchen wurden mit der verbesserten Apparatur in Zusammenarbeit mit der St. Petersburg State Technical University erneut Messungen an einfachen (ungestressten) GaAs-Strukturen mit unterschiedlich dicken Epilayern vorgenommen.

Nachdem in Kapitel 2 zunächst einige Begriffe und Zusammenhänge eingeführt werden beschreibt Kapitel 3 dann Aufbau und Funktion der Apparatur, sowie der wichtigsten Komponenten. Kapitel 4 geht dann näher auf die Zeitauflösung der Apparatur ein und beschreibt im Rahmen dieser Arbeit entstandene Neuerungen. In Kapitel 5 werden dann Messungen und Ergebnisse erläutert. Die Messungen an den Superlattice-Kathoden aus Japan ergaben leider keine Ergebnisse, die über die an den Strained Layer Photokathoden gewonnenen Erkenntnisse hinausführen. Die Messungen sind aber der Vollständigkeit halber in Anhang A aufgeführt. Die in den Abschnitten 5.2, 5.3 und 5.4 beschriebenen Ergebnisse wurden im Dezember 2002 in einem Artikel im Journal of Applied Physics veröffentlicht [12].

Kapitel 2

Photoemission spinpolarisierter Elektronen

Als Fermion besitzt das Elektron einen Eigendrehimpuls "Spin" der unabhängig von der Wahl der Bezugsrichtung die beiden Eigenwerte $+\frac{\hbar}{2}$ und $-\frac{\hbar}{2}$ annehmen kann. Zur Berücksichtigung des Spins genügt es, eine Spinwellenfunktion "Spinor" einzuführen, die genau 2 orthogonale Eigenfunktionen besitzt (Pauli-Spinor):

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

Ein Elektron mit beliebiger Spinrichtung wird dann bei gegebener Ortswellenfunktion ψ dargestellt durch:

$$\Psi = \psi\chi(\vec{s}) \quad \text{mit} \quad \chi(\vec{s}) = a_+\chi_+ + a_-\chi_-$$

a_+ und a_- sind hierbei die Amplituden des jeweiligen Zustands χ_{\pm} . Bei vorgegebener Bezugsrichtung ist dann die Wahrscheinlichkeit bei einer Messung in einem Ensemble die Spinrichtung $\pm\frac{1}{2}$ vorzufinden gegeben durch $|a_{\pm}|^2$. Handelt es sich um ein unpolarisiertes Elektronensemble, so ist die Wahrscheinlichkeit das Elektron im Zustand χ_+ oder χ_- vorzufinden gleich groß und somit $a_+ = a_-$. Für ein z.B. vollständig in z_+ -Richtung polarisiertes Ensemble gilt $a_+ = 1$ und $a_- = 0$.

Im Folgenden handelt es sich bei dem Ensemble immer um einen Elektronenstrahl bzw. Elektronenpuls. Ist N die Gesamtzahl der Elektronen im Strahl, so ist die Zahl der Elektronen mit Spinrichtung χ_{\pm} gegeben durch:

$$N^+ = |a_+|^2 N \quad \text{und} \quad N^- = |a_-|^2 N$$

Damit lässt sich der Polarisationsgrad eines Elektronenstrahls festlegen als:

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$$

Will man nun eine hohe Strahlpolarisation erreichen, sollte man möglichst nur Elektronen eines einzigen Spinzustandes erzeugen. Im Fall der Quelle polarisierter Elektronen an MAMI geschieht dies mittels Photoemission aus GaAs-basierten Halbleiterstrukturen was im den nächsten Abschnitt näher beschrieben wird.

2.1 Spinpolarisierte Elektronen im Leitungsband

Bei den zur Erzeugung polarisierter Elektronen an MAMI verwendeten Kristallen handelt es sich um so genannte III-V-Halbleiterstrukturen. Sie sind Verbindungen aus Elementen der Hauptgruppen III und V und gehören wie auch die II-VI-Verbindungen zur Klasse der Valenzkristalle. Wichtige Vertreter sind GaAs, GaP, AlAs, InAs, InP bei den III-V- und ZnS, ZnTe, CdTe bei den II-VI-Kristallen.

2.1.1 Struktur von III-V-Halbleiterkristallen

Elemente der 4. Hauptgruppe (C,Si,Ge) kristallisieren im Diamantgitter mit der Koordinationszahl 4, d.h. jedes Atom besitzt genau 4 nächste Nachbarn. Abbildung 2.1 zeigt eine Elementarzelle eines solchen Kristallgitters. Sind die schwarzen und

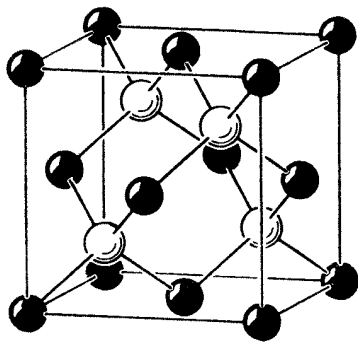


Abbildung 2.1: Elementarzelle des Zink-Blende-Gitters. Bei GaAs sind z.B. die schwarzen Positionen durch Ga und die weißen durch As besetzt. Sind alle Positionen von derselben Atomsorte besetzt erhält man das Diamant-Gitter.

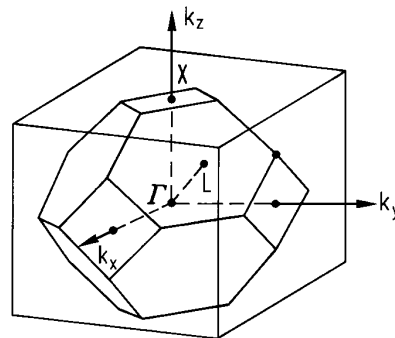


Abbildung 2.2: 1. Brillouin-Zone des Zink-Blende-Gitters. L mit $\vec{k} = \frac{2\pi}{a} [\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}]$, X mit $\vec{k} = \frac{2\pi}{a} [1, 0, 0]$ sind die Grenzpunkte von Achsen hoher Symmetrie.

weißen Stellen in Abbildung 2.1 von zwei unterschiedlichen Atomsorten besetzt, so erhält man die Zink-Blende-Struktur (nach ZnS). Auch die III-V-Verbindungen kristallisieren in der Zink-Blende-Struktur. Jede Atomsorte für sich bildet ein kubisch flächenzentriertes Gitter (fcc¹). Die Gitter der beiden Atomsorten haben die gleiche Gitterkonstante a und sind um den Vektor $[\frac{a}{4}, \frac{a}{4}, \frac{a}{4}]$ gegeneinander verschoben.

¹face centered cubic

Da im Allgemeinen die Gittervektoren nicht senkrecht aufeinander stehen und auch nicht gleich lang sind, wird zur Vereinfachung meist die aus der Röntgenbeugung stammende Basis des reziproken Gitters eingeführt. Sind a_1, a_2, a_3 Basisvektoren der Elementarzelle, so sind die Basisvektoren des reziproken Gitters b_1, b_2, b_3 definiert durch:

$$b_k = \frac{2\pi}{a_1 \cdot (a_2 \times a_3)} a_i \times a_j \quad \text{mit } i, j, k \text{ zyklisch und } a_1 b_1 = a_2 b_2 = a_3 b_3 = 1$$

Beim Übergang in den reziproken Raum (\vec{k} -Raum) transformiert sich die Elementarzelle in die so genannte Brillouin-Zone mit kubisch raumzentrierter Anordnung (bcc²). Abbildung 2.2 zeigt die 1.Brillouinzone der Zink-Blende-Struktur. In der Zeichnung eingetragen sind Achsen hoher Symmetrie und deren Endpunkte. Der Γ -Punkt mit $\vec{k}=(0,0,0)$ bildet das Zentrum der Brillouin-Zone.

In der Kristallographie werden Kristalle nach Gruppen von Symmetrieeoperationen, so genannten Raumgruppen, eingeteilt. Das Zink-Blende-Gitter gehört zur kubischen Raumgruppe $F\bar{4}3m$. Die Untergruppe der möglichen Punktsymmetrieeoperationen bildet die Kristallklasse. Die Energiezustände, "Bänder", der Kristallelektronen werden in der Gruppentheorie durch die Symmetrieeigenschaften der Brillouin-Zone in der entsprechenden Kristallklasse unterschieden. Abbildung 2.3 rechts zeigt die Energiebänder von GaAs. Die Bänder sind entsprechend ihrer Punktgruppe mit $\Gamma_6, \Gamma_7, \Gamma_8$ bezeichnet, wobei diese Zuordnung bereits die Erweiterung der Punktgruppe durch Berücksichtigung des Elektronenspins enthält.

2.1.2 Optisches Pumpen

Die Energieniveaus der Kristalle ergeben sich aus den Lösungen der Schrödinger-Gleichung im periodischen Potential (Einelektronen-Näherung):

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\vec{r})\right)\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad \text{mit } V(\vec{r} + \vec{R}) = V(\vec{r}) \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet \vec{R} einen Gittervektor der Elementarzelle, $V(\vec{r})$ ein mit der Elementarzelle periodisches Potential und ψ die Wellenfunktion der Kristallelektronen. Wegen der Periodizität des Hamilton-Operators gilt das Bloch-Theorem

$$\psi_n(\vec{k}, \vec{r} + \vec{R}) = \psi_n(\vec{k}, \vec{r}) \exp^{i\vec{k}\vec{R}} \quad (2.2)$$

und somit können die Eigenfunktionen in Form der Bloch-Funktionen geschrieben werden

$$\psi_n(\vec{k}, \vec{r}) = u_n(\vec{k}, \vec{r}) \exp^{i\vec{k}\vec{r}} \quad , \quad u_n(\vec{k}, \vec{r} + \vec{R}) = u_n(\vec{k}, \vec{r}) \quad (2.3)$$

²body centered cubic

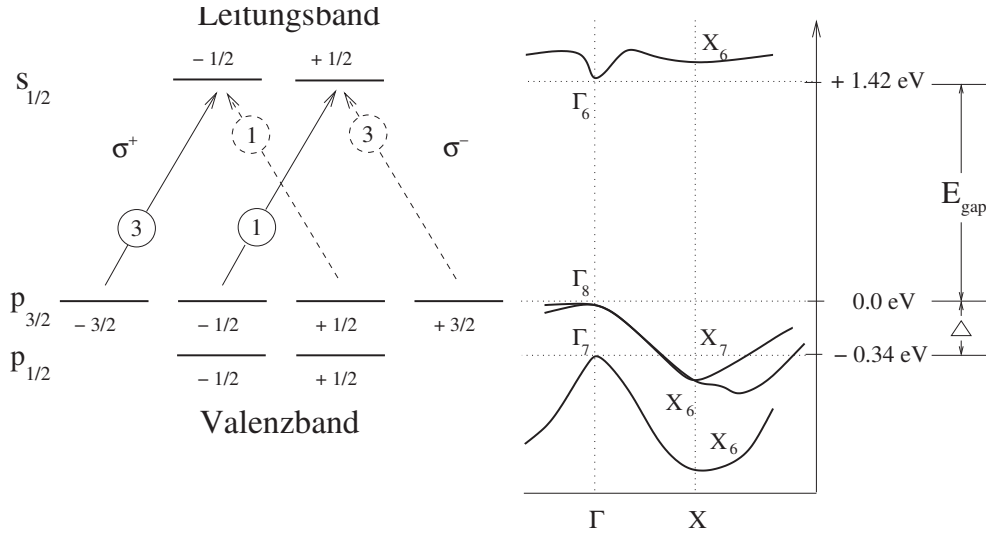


Abbildung 2.3: Bandschema von GaAs

Einsetzen von 2.3 in 2.1 ergibt

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta - i\vec{k}\frac{\hbar^2}{m}\nabla + \frac{\hbar^2\vec{k}^2}{2m} + V(\vec{r}) \right] u_n(\vec{k}, \vec{r}) = E_n(\vec{k})u_n(\vec{k}, \vec{r}) \quad (2.4)$$

und man kann erkennen, dass die Energieeigenwerte direkt vom Ausbreitungsvektor \vec{k} abhängen müssen (\rightarrow Energiebänder). Es existieren auch Lösungen mit komplexem \vec{k} . Da aber die zugehörigen Wellenfunktionen (Gl. 2.3) die Bloch-Bedingung (Gl. 2.2) nicht erfüllen, kann man diese Lösungen als verbotene Zustände interpretieren (\rightarrow Energielücke, Gap). Im Prinzip macht man hier Annahmen über ein bestimmtes Potential und kann aus der Forderung nach Stetigkeit der Wellenfunktionen ein Gleichungssystem ableiten. Um Lösungen zu erhalten muss man weiter fordern, dass die Determinante Null wird, was auf eine Gleichung der Form $E = f(k)$ führt. Für z.B. das Kronig-Penny Modell deckt $f(k)$ nicht alle Werte von E ab und es entstehen Bandlücken und die periodisch wiederkehrenden Werte E_n . Die E_n stellen die Energiebänder dar, die sich genauer nur mit Hilfe numerischer Methoden bestimmen lassen.

Am Γ -Punkt sind die Lösungen der Schrödinger-Gleichung gegeben durch die Basisfunktionen der irreduziblen Darstellungen der Punktgruppe. In [13] wird im Rahmen einer gruppentheoretischen Behandlung gezeigt, dass hier die aus der Atomphysik bekannten Kugelflächenfunktionen Y_{lm} ebenfalls Lösungen der Schrödinger-Gleichung darstellen. Die s- und p-Wellenfunktionen zeigen das gleiche Transformationsverhalten und den gleichen Entartungsgrad wie Γ_6 , Γ_7 und Γ_8 . Den Ener-

giebändern lässt sich also am Γ -Punkt ein Term-Schema zuordnen, wodurch sich der Vorgang des optischen Pumpens durch die aus der Atomphysik vertraute Terminologie beschreiben lässt. Abbildung 2.3 zeigt die Zuordnung von $p_{\frac{1}{2}}$, $p_{\frac{3}{2}}$ und $s_{\frac{1}{2}}$ (links) zu Γ_7 , Γ_8 und Γ_6 (rechts).

Durch einstrahlen von Licht der Energie $E \geq E_{Gap}$ lassen sich nun Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband “pumpen” (optisches Pumpen). Ist das Licht zusätzlich zirkular polarisiert erlauben die Auswahlregeln nur Übergänge mit $\Delta m_j = \pm 1$. In Abbildung 2.3 links sind die Übergänge für rechtszirkularpolarisiertes σ^+ - und linkszirkularpolarisiertes σ^- -Licht eingezeichnet. Für die am Γ -Punkt gültige Beschreibung durch s- und p-Wellenfunktionen lassen sich die Matrixelemente des Übergangs als Produkt aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten und dem reduzierten Matrixelement des Wechselwirkungsoperators H_{ww} für elektrische Dipolübergänge berechnen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten ergeben sich aus den Betragsquadraten der Matrixelemente zu:

$$\frac{M(H_{ww}) \cdot CGK_1}{M(H_{ww}) \cdot CGK_2} = \frac{|\langle \frac{1}{2} \ -\frac{1}{2} | 1 \ 1 | \frac{3}{2} \ -\frac{3}{2} \rangle|^2}{|\langle \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} | 1 \ 1 | \frac{3}{2} \ -\frac{1}{2} \rangle|^2} = \frac{3}{1} \quad \text{für } \sigma^+\text{-Licht}$$

$$\frac{|\langle \frac{1}{2} \ -\frac{1}{2} | 1 \ -1 | \frac{3}{2} \ \frac{1}{2} \rangle|^2}{|\langle \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} | 1 \ -1 | \frac{3}{2} \ \frac{3}{2} \rangle|^2} = \frac{1}{3} \quad \text{für } \sigma^-\text{-Licht}$$

Damit lässt sich die Spinpolarisation im Leitungsband berechnen. Für σ^+ -Licht erhält man zum Beispiel:

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = \frac{1 - 3}{1 + 3} = -0.5$$

Die Quantisierungsachse wird hierbei durch die Helizitätsachse der eingestrahnten Photonen festgelegt. Wird wie in der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen zirkularpolarisiertes Licht senkrecht auf die Kristalloberfläche gestrahlt, so ist der emittierte Elektronenstrahl longitudinal polarisiert.

2.2 Brechen der Symmetrie für höhere Polarisation

Aufgrund der kubischen Symmetrie des Zink-Blende-Gitters ist das Valenzbandmaximum 4fach entartet und somit der Polarisationsgrad von GaAs Kristallen auf 50% begrenzt. Es wurde vielfach versucht den maximal erreichbaren Polarisationsgrad auf möglichst 100% zu erhöhen. Auch in der Gruppe Atomare Stöße im Institut für Physik der Universität Mainz wurden hierzu zahlreiche Untersuchungen durchgeführt [14, 15]. Alle Versuche zur Erhöhung der Polarisation der Photokathoden laufen darauf hinaus, durch Brechen der Kristallsymmetrie die Entartung des obersten Valenzbandes aufzuheben. Dies kann zum Beispiel dadurch geschehen, dass man

Kristalle verwendet die von sich aus geringere Symmetrie aufweisen. Versuche mit solchen Strukturen (z.B. Chalkopyrite [14]) waren jedoch nicht wirklich erfolgreich.

Die beiden heute am häufigsten eingesetzten Methoden sind einerseits die Verformung des Zinkblende-Gitters durch Kombination von Materialien mit unterschiedlicher Gitterkonstante (\rightarrow Strained Layer) und andererseits die Verwendung so genannter Quantum-Well Strukturen, bei denen ein Überlappen der Wellenfunktionen die Ausbildung energetisch separierter so genannter Minibänder bewirkt (\rightarrow Superlattice).

2.2.1 Strained Layer

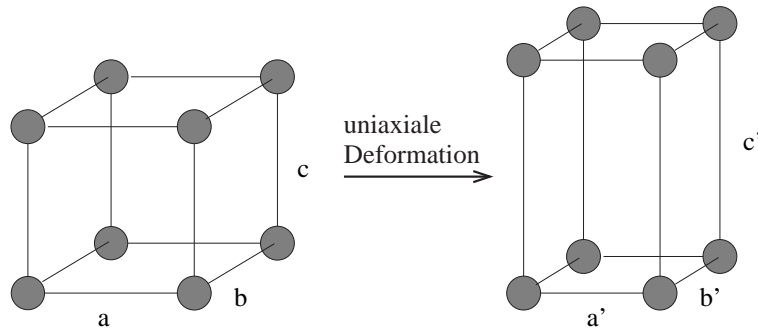


Abbildung 2.4: Bei der *uniaxialen Deformation* wird das Kristallgitter in einer Richtung gestreckt. Für das undeformierte Gitter gilt $a = b = c$, für das deformierte $a' = b' < a$ und $c' > c$. Die Abweichung von der ungestreckten Gitterkonstante liegt üblicherweise bei $\Delta c = \frac{c'-c}{c} \approx 1\%$. Durch die geringere Symmetrie wird die Entartung des Valenzbandes teilweise aufgehoben.

Abbildung 2.4 zeigt den Übergang von einer kubischen zu einer tetragonalen Struktur durch so genannte uniaxiale Deformation. Die Darstellungen der Punktgruppe als Lösungen der Schrödinger-Gleichung sind für die tetragonale Struktur höchstens zweidimensional und somit ist das zugehörige Energieband maximal zweifach entartet. Zurzeit werden an der Quelle polarisierter Elektronen an MAMI vorwiegend Photokathoden vom Typ *Strained GaAsP* verwendet. Bei diesen Kristallen lässt man zum Erreichen der tetragonalen Struktur eine 100-150nm dünne Schicht mit einem Phosphoranteil von 5% auf eine etwa 1000nm dicke Substratschicht mit 30% Phosphoranteil ($\text{GaAs}_{0.7}\text{P}_{0.3}$) epitaktisch aufwachsen. Durch die vom Phosphoranteil abhängigen unterschiedlichen Gitterkonstanten wird eine Fehlanpassung (Lattice Mismatch) der dünnen $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ -Schicht von etwa $\Delta a = \frac{a'-a}{a} \approx 1\%$ erreicht. Für die an MAMI verwendeten $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ -Kristalle liegt die Valenzbandaufspaltung ΔE_V bei 40-70meV. Abbildung 2.5 zeigt das Termschema eines deformierten III-V-Halbleiters.

Ziel dieser Bemühungen ist ja eine möglichst hohe Strahlpolarisation. Eine Dicke

der emittierenden Schicht von 150nm hat sich hierbei als guter Kompromiss zwischen akzeptabler Quanteneffizienz und vertretbarer Depolarisation erwiesen. Die erreichbare Polarisation wird hierbei zum einen durch die einsetzende Strainrelaxation des Kristallgitters limitiert. Zum anderen hat sich im Rahmen dieser Arbeit herausgestellt, dass die Transportdepolarisation bei Schichtdicken, die deutlich über 150nm liegen, nicht mehr vernachlässigbar ist.

Bei einer Wellenlänge von 830nm entspricht eine Energiedifferenz von 40meV einem Wellenlängenunterschied von etwa 22nm, so dass die aufgespalteten Niveaus beim optischen Pumpen durch die Verwendung einer monochromatischen Lichtquelle (Laser) leicht zu trennen sind. Mit diesem Kristalltyp werden an der Quelle polarisierter Elektronen an MAMI bis zu 84% Strahlpolarisation erreicht.

2.2.2 Superlattice

Der dritte hier zu erwähnende Kristalltyp ist das so genannte Übergitter. Bei diesem Kristalltyp werden abwechselnd Materialien mit unterschiedlicher Gap-Energie aufgebracht. Befindet sich zum Beispiel eine GaAs-Schicht zwischen zwei AlGaAs-Schichten mit größerer Bandlücke, so entsteht ein Potentialtopf (\rightarrow Quantum-Well) in dem die Elektronen nur diskrete Energiezustände annehmen können. Valenz- und Leitungsband werden wie in Abbildung 2.6 dargestellt in mehrere Subbänder (\rightarrow Minibänder, Bloch-Bänder) aufgespaltet. Die energetische Lage der Minibänder und somit der effektiven Gap-Energie ist abhängig von der Breite des Potentialtopfes und (abhängig vom Herstellungsverfahren) in einem gewissen Bereich einstellbar.

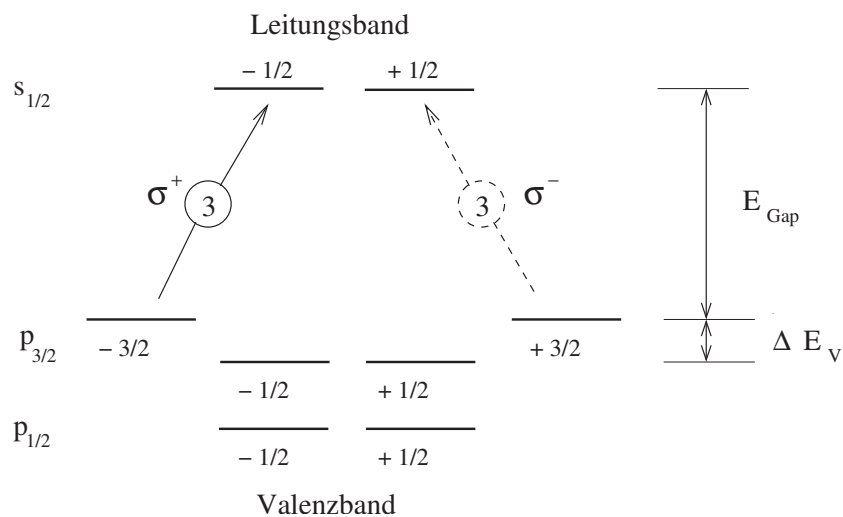


Abbildung 2.5: Termschema eines deformierten III-V-Halbleiters. Die Valenzbandaufspaltung ΔE_V liegt typischerweise zwischen 40meV und 70meV.

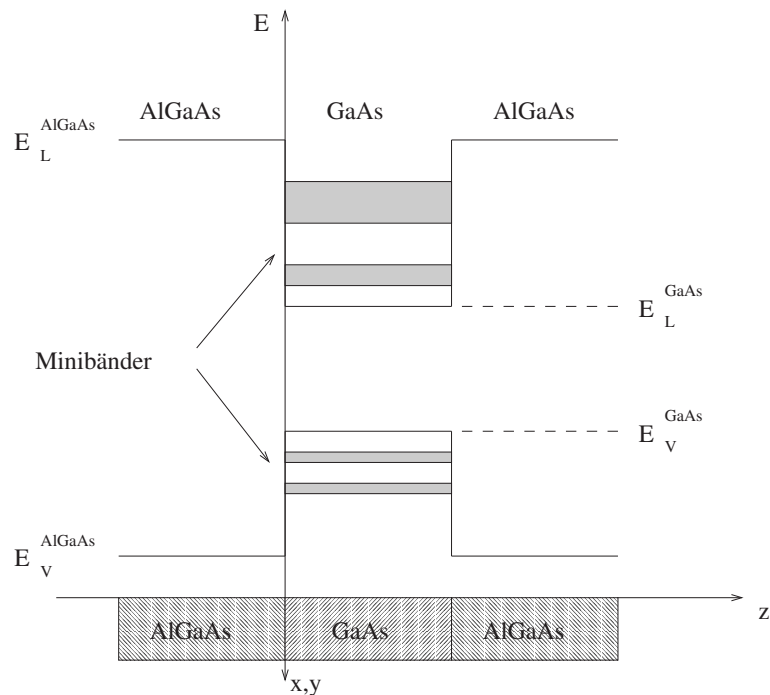


Abbildung 2.6: Erzeugung eines GaAs Potentialtopfes zwischen zwei AlGaAs Barrieren.

Lässt man jetzt mehrere solcher Potentialtöpfe periodisch aufwachsen und sind die Potentialbarrieren dünn genug, so können sich die Wellenfunktionen der Elektronenzustände in den Potentialtöpfen überlagern und bilden die Energieniveaus des so genannten Übergitters (\rightarrow Superlattice). In Abbildung 2.7 ist das Bandschema eines solchen Superlattice dargestellt, wie er im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde. Die Potentialbarrieren werden von AlGaAs gebildet. Der Potentialtopf besteht aus GaAs oder InGaAs. Das Valenzband spaltet in Minibänder auf. Die Energielücke zwischen den beiden oberen Valenzband-Niveaus beträgt 20-60meV, was wiederum mit einem Laser selektiert werden kann. Die im Verlauf dieser Arbeit gemessenen Strahlpolarisationen lagen für diesen Kristalltyp bei 60-80%.

2.3 Elektronentransport

Zur Beschreibung der Elektronenbewegung im Halbleiter wird häufig der Begriff der *Effektiven Masse* verwendet. Für die Erklärung vieler Effekte genügt es, die komplizierte Form der Energiebänder durch einfachere Beschreibungen anzunähern. In der Umgebung des Leitungsband-Minimums, also des Γ -Punkts bei GaAs, kann für kleine k das Energieband an der Stelle $k = 0$ durch den Anfang einer Taylor-Entwicklung dargestellt werden. Bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems in der

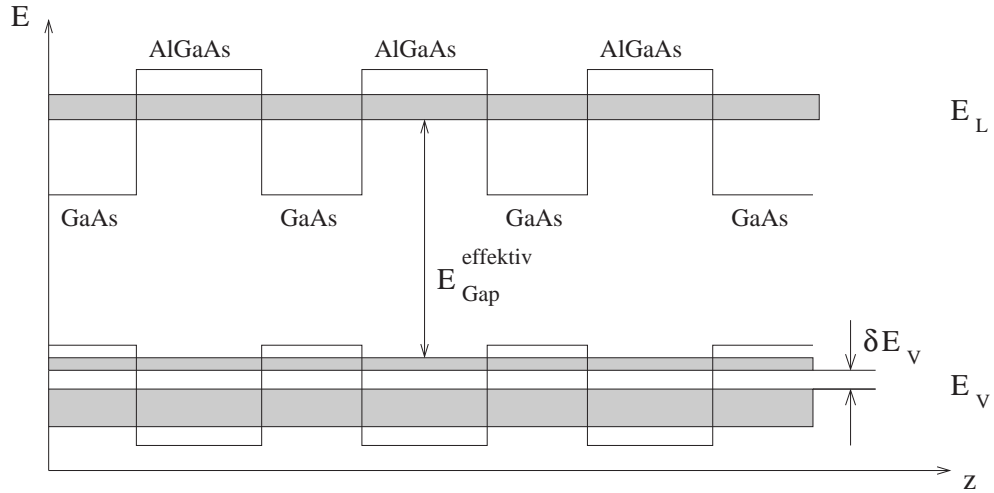


Abbildung 2.7: Schema eines Superlattices. Bei den hier typischen Schichtdicken von 7 und 11 Monolagen paßt nur noch ein Miniband in den Potentialtopf des Leitungsbandes.

Brillouin-Zone kann man die Reihe in der Form

$$E(\vec{k}) = E(0) + \frac{1}{2} \sum_{\nu} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k_{\nu}^2} \right)_{k=0} k_{\nu}^2 + \dots \quad ; \nu = 1, 2, 3 \quad (2.5)$$

schreiben. Die *Effektive Masse* ist dann durch

$$\frac{1}{m_i^*} = \frac{1}{\hbar^2} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k_i^2} \right)_{k=0} \quad ; i = 1, 2, 3 \quad (2.6)$$

in der Weise definiert, dass im \vec{k} -Raum die Energieflächen gerade die Energiewerte für freie Teilchen ohne Potential ergeben. Bezeichnet E_L z.B. das Leitungsbandminimum, so erhält man im Fall kugelförmiger Potentialflächen:

$$E_L(\vec{k}) - E_L = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (2.7)$$

Der Hamilton-Operator in 2.1 kann damit durch den Hamilton-Operator eines freien Teilchens mit der Masse m^* ersetzt werden, die bereits die Wirkung des periodischen Potentials enthält. Zur Anwendung der Effektiven-Masse-Näherung auf die Löcher im Valenzband ist die rechte Seite von Gleichung 2.6 mit -1 zu multiplizieren, um negative Massen für die Löcher zu vermeiden. Da die effektive Masse von der “Krümmung” des Bandes abhängt erhält man für die beiden Valenzbänder von GaAs unterschiedliche effektive Massen. Man spricht daher oft von “heavy-hole” (hh) und “light-hole” (lh) Bändern. Nach Gleichung 2.6 besitzt das obere weniger gekrümmte Band die “schwereren” Löcher. Abbildung 2.8 zeigt die effektive Masse Näherung für GaAs. Der “tatsächliche” Verlauf der Bänder ist hier gestrichelt eingezeichnet. Die Bewegung

eines Teilchen im periodischen Potential des Halbleiters lässt sich damit näherungsweise als Bewegung eines freien Teilchens mit der Masse m^* betrachten. In GaAs sind die effektiven Massen $m^* = 0.06m$ für das Leitungsband und $m^* = 0.5m$ bzw. $m^* = 0.12m$ für das hh- bzw. lh-Valenzband.

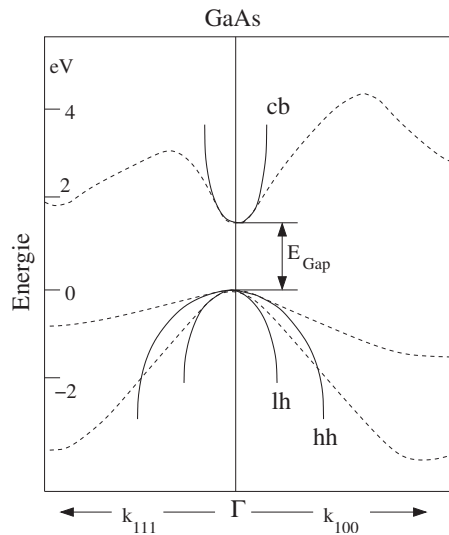


Abbildung 2.8: Symmetrische Potentiale in der Effektiven-Masse-Näherung. cb="conduction band", hh="heavy hole band" und lh="light hole band".

2.3.1 Thermische Bewegung

Werden die Elektronen ins Leitungsband angeregt so thermalisieren sie sehr schnell durch Anregung von Löchern im Valenzband oder durch Streuung an Phononen bis zur Energie des Leitungsbandminimums. Die für die Thermalisierung benötigte Zeit wird meist mit 0.1-1ps angegeben [16]. Nach der Thermalisierung berechnet sich die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen nach:

$$\langle v_{th} \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m^*}} \quad (2.8)$$

Hierbei ist k_B die Boltzmannkonstante, T die absolute Temperatur und m^* die effektive Masse. Demnach haben Elektronen im GaAs-Leitungsband bei einer Temperatur von 300K eine mittlere Geschwindigkeit von $\langle v \rangle \approx 4 \cdot 10^7 \frac{cm}{s}$. Betrachtet man eine rein ballistische Bewegung mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit, so würden die Elektronen für eine Strecke von 100nm eine mittlere Zeit von 250fs benötigen. Die Zeit, die ein ballistisch bewegtes Elektron mit durch die thermische

Energie gegebener Geschwindigkeit zum Durchqueren des Epilayers benötigt, stellt eine Art Untergrenze für die Emissionszeit dar. Sie geht auch in die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ein, die in Abschnitt 5.4 diskutiert wird.

2.3.2 Streuprozesse

Auf ihrem Weg durch das Kristallvolumen unterliegen die Elektronen Streuprozessen, die ihre Bewegung behindern. Die beiden wichtigsten Mechanismen sind die Streuung an Phononen und an ionisierten Störstellen im Kristall. An der Oberfläche werden die Elektronen durch die über der Raumladungszone abfallende Spannung beschleunigt. Bei Erreichen einer typischen Phononenenergie von 36meV kann das Elektronen durch Emission optischer Phononen Energie abgeben. Nach [17] sinkt dann die mittlere freie Weglänge auf 3.5nm ab.

2.3.3 Drift

Unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes wird der ungeordneten thermischen Bewegung eine mittlere Driftbewegung überlagert. Der Zusammenhang zwischen Driftgeschwindigkeit v_d und elektrischer Feldstärke E ist durch

$$|v_d| = \mu |E|$$

mit der Elektronenbeweglichkeit μ gegeben. Im Fall der NEA-Photokathoden ist die Driftbewegung im Wesentlichen auf die Raumladungszone beschränkt.

2.3.4 Diffusion

Als Diffusion wird der Transportvorgang bezeichnet, wenn Gradienten in der Teilchenkonzentration und thermische Bewegung die treibende Kraft darstellen. Allgemein werden Diffusionsprozesse durch die *Fick'schen Gesetze* beschrieben. Für die Elektronenkonzentration n im Leitungsband gilt dann:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad (2.9)$$

Die Gleichung kann hier eindimensional betrachtet werden, da die transversale Ausdehnung des angeregten Volumens groß ist gegen seine Eindringtiefe. Auf der Diffusion als Transportmechanismus basiert auch das von Spicer aufgestellte 3-Stufen-Modell der Photoemission. P. Hartmann ist es unter der Annahme, dass die Elektronenkonzentration an der Kristalloberfläche verschwindet, gelungen Gleichung 2.12 in eine Differentialgleichung der Art 2.9 zu überführen und damit die gepulste Photoemission aus dicken ($\geq 1\mu$) GaAs-Kristallen als von der Diffusion dominierten Prozess zu beschreiben [3].

2.4 Austritt der Elektronen ins Vakuum

Um einen polarisierten Elektronenstrahl zu erzeugen müssen die Elektronen nachdem sie die Oberfläche erreicht haben jetzt noch den Halbleiterkristall verlassen können. Normalerweise müssen Elektronen um von einem Festkörper ins Vakuum zu gelangen eine Potentialbarriere überwinden, die so genannte Elektronenaffinität χ :

$$\chi = E_{Vakuum} - E_{Leitungsband} \quad (2.10)$$

Bei reinem GaAs liegt sie bei etwa +3.5eV bis +4eV. Damit die Elektronen doch ins Vakuum gelangen können muss dieser Wert möglichst auf $\chi < 0$ abgesenkt werden (\rightarrow negative Elektronenaffinität, NEA).

2.4.1 Negative Elektronenaffinität

Zum Erreichen der NEA sind zwei Maßnahmen notwendig:

- Hohe p-Dotierung von $10^{17} - 10^{19} \text{cm}^{-3}$
- Adsorption von Alkalimetallen geringer Elektronegativität auf der Kristalloberfläche

Die hohe p-Dotierung bewirkt im Kristallvolumen ein Absenken des Fermi-Niveaus in die Nähe der Valenzbandoberkante. Diese Verschiebung der Bandkanten relativ zur Fermi-Energie erzeugt nach

$$p = n_i e^{\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right)} \quad \text{und} \quad n = n_i e^{\left(-\frac{E_i - E_F}{kT}\right)}$$

E_i = Fermi-Niveau bei Eigenleitung E_F = Fermi-Niveau bei p-Leitung

mit $n \cdot p = n_i^2$ (im thermischen Gleichgewicht) eine Änderung der Ladungsträgerkonzentrationen (p=Majoritäts-, n=Minoritätsladungsträger). An der Kristalloberfläche bewirkt der plötzliche Abbruch des Gitters eine Störung der Kristallsymmetrie. Das Fehlen von Bindungspartnern führt durch unabgesättigte Valenzen zu einer großen Zahl an Oberflächenzuständen in der energetisch verbotenen Zone. Durch die Ladungsverschiebung entsteht unter der Oberfläche eine Raumladungsschicht. Wegen der hohen Zustandsdichte bleibt jedoch das Fermi-Niveau an der Oberfläche nahezu unverändert: "Fermi-Level-Pinning" am Energiewert der Oberfläche. Alle anderen Energie-Niveaus wie Valenz- und Leitungsband werden relativ zur Fermi-Energie von der Oberfläche ins Kristallvolumen um bis zu 1eV angehoben und es entsteht die so genannte Bandbiegungszone (Bent Band Region BBR). Die Bandverbiegung E_{BBR} fällt über der Raumladungszone als Spannung ab und erreicht Werte von mehreren $10^5 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$. Die Dicke der Bandbiegungszone ist gegeben durch [16]:

$$b = \sqrt{\frac{\epsilon E_{BBR}}{2\pi q_e^2 n_D}} \quad (2.11)$$

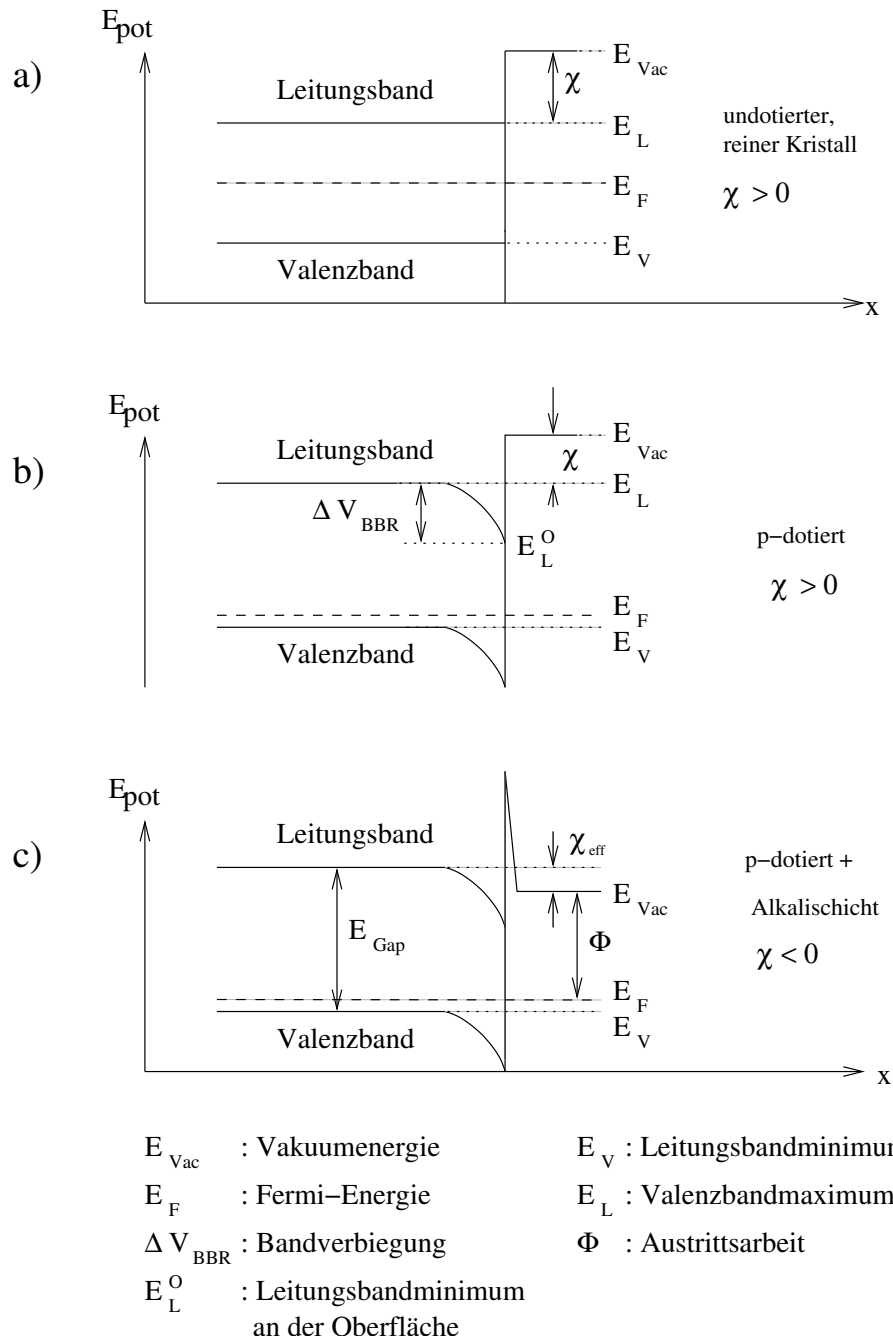


Abbildung 2.9: Erreichen der negativen Elektronenaffinität: a) undotierter Halbleiter, $\chi = E_{\text{Vac}} - E_L$ beträgt bei GaAs etwa +3.5eV. b) p-dotierter Halbleiter, das Fermi-Niveau liegt nahe des Valenzbandmaximums, die Bandverbiegung bewirkt ein Anheben des Leitungsbands um etwa 1eV. c) Nach zusätzlicher Adsorption von Cs und O oder F als Oxidationsmittel ist χ auf etwa -0.5eV abgesenkt.

ϵ bezeichnet hierbei die Dielektrizitätskonstante des Materials und n_D die Dopingkonzentration. Für die GaAs mit $\epsilon = 13$, einer Oberflächendotierung von $4 - 10^{18} \text{cm}^{-3}$ und einer typischen Bandverbiegung von ca. 0.5-0.7eV ergibt sich z.B. eine Bandbiegungszone von etwa $\sim 12\text{-}6\text{nm}$. (Die Dicke der Bandbiegungszone ist demnach um mehr als eine Größenordnung kleiner als die dünnste aktive Schicht der hier untersuchten Photokathoden. Der Beitrag der Photoanregung in der Bandbiegungszone kann also vernachlässigt werden.) Wird zusätzlich ein Alkalimetall mit geringer Elektronegativität auf der Oberfläche adsorbiert, so gibt es sein Valenzelektron leicht an die Oberflächenatome ab und es entsteht auf der Kristalloberfläche eine elektrische Dipolschicht die die Austrittsarbeit bis unter das Leitungsbandniveau absenkt (\rightarrow NEA). Durch Hinzufügen der richtigen Menge Sauerstoff oder Fluor wird dieser Effekt noch verstärkt. In der Praxis wird meist Cäsium über Dispenser verdampft und unter gleichzeitiger Zugabe von O_2 oder NF_3 das Verhältnis der Adsorbatatome auf maximalen Photoemissionsstrom optimiert. Abbildung 2.9a zeigt ein einfaches Bandschema eines undotierten Kristalls. Beim p-dotierten Kristall in 2.9b ist bereits die Bandbiegungszone zu erkennen. Nach abschließender Aktivierung mit Cs und O_2 ist die NEA erreicht (2.9c) und die verbleibende Potentialbarriere kann aufgrund ihrer geringen Breite von den Elektronen durchtunnelt werden.

2.4.2 Oberflächenladungslimit

Für Anwendungen mit hohem Strahlstrom oder bei Pulsbetrieb ist das so genannte Oberflächenladungslimit (Surface Charge Limit, SCL) von Bedeutung. Erstmals wurde dieser Effekt am Stanford Linear Accelerator Center SLAC nachgewiesen. Durch eine Anhäufung von Elektronen in der Bandbiegungszone kommt es zum Auffüllen der Oberflächenzustände und somit zu einem Abflachen der Bandbiegungszone (Band-Flattening). Die Folge ist ein Verringern der NEA, was sich direkt auf die Austrittswahrscheinlichkeit der Elektronen auswirkt [18]. Das SCL wird von [19] mit einer Stromdichte von $5 \cdot 10^{10}$ Elektronen pro cm^2 bei 2ns Pulslänge und 10% Quantenausbeute angegeben. Zur Verringerung dieses Effekts wird versucht die Tunnelwahrscheinlichkeit der Löcher zu erhöhen. Mit diesem Ziel waren auch die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Superlattice-Photokathoden von der Gruppe Nakanishi in Nagoya entwickelt worden [20]. Durch hohe Dopingkonzentration an der Kristalloberfläche soll die Breite der Bandbiegungszone reduziert werden. Zusätzlich bietet ein Superlattice die Möglichkeit durch Variation des Schichtaufbaus die Minibänder energetisch nach oben zu verschieben und so die Tunnelwahrscheinlichkeit zu erhöhen [21][22].

2.5 Spicer's 3-Stufen Modell

Nach der Veröffentlichung der Quantentheorie der Photoemission 1903 wurde der Prozess lange als reiner Oberflächeneffekt verstanden. Erst Ende der fünfziger Jah-

re veröffentlichte W. E. Spicer sein 3-Stufen-Modell [9] das die Photoemission als Volumeneffekt erklärt, bestehend aus dem zuvor beschriebenen optischen Pumpen im Kristallvolumen, dem Transport der Elektronen an die Kristalloberfläche und letztlich dem Austritt der Elektronen ins Vakuum. Spicer setzt hier voraus, dass die drei Teilprozesse nacheinander und unabhängig voneinander erfolgen (Abb. 2.10a). Nach Spicer kann die Elektronenkonzentration $c(r, t)$ am Ort r zurzeit t durch die

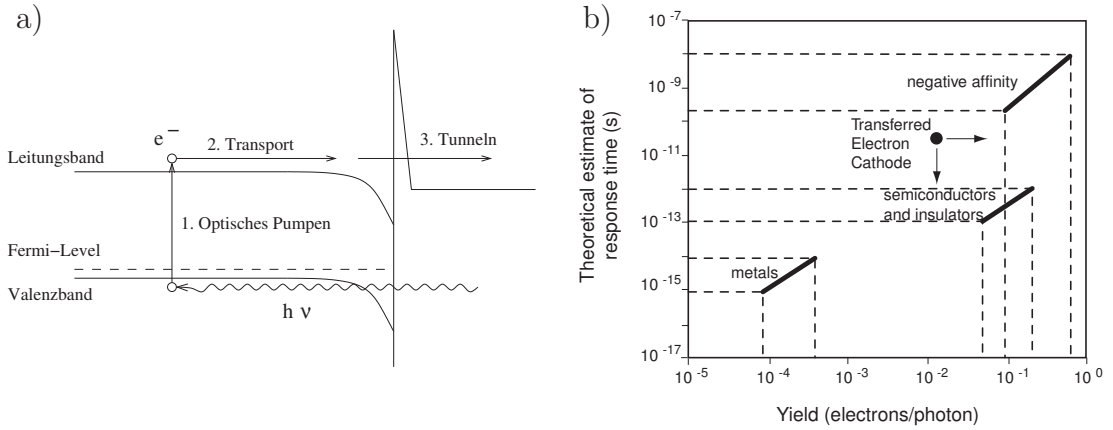


Abbildung 2.10: a) Schema der Photoemission nach Spicer. b) Zusammenhang zwischen Quanteneffizienz und Antwortzeit für verschiedene Festkörper (Bild aus [23]).

Gleichung

$$\frac{\partial c(r, t)}{\partial t} = g(r, t) - \frac{c(r, t)}{\tau_{Rec}} + D\nabla^2 c(r, t) \quad (2.12)$$

beschrieben werden. Der Term $g(r, t)$ beschreibt die Erzeugung von Leitungsbandelektronen durch optisches Pumpen, der Lebensdauerterm $\frac{c(r, t)}{\tau_{Rec}}$ beschreibt die Verringerung der Elektronenkonzentration durch Rekombination und der letzte Term beschreibt die Bewegung der Elektronen als Diffusion. Die Diffusionskonstante D ist aus der Elektronenbeweglichkeit μ über die Einstein-Relation

$$D = \frac{\mu kT}{q}$$

gegeben. Die Antwortzeit τ wird von Spicer zu

$$\tau = \frac{L_D^2}{D} \quad (2.13)$$

abgeschätzt. L_D bezeichnet hierbei die Diffusionslänge. Eine Übersicht des Zusammenhangs zwischen Antwortzeit und Quantenausbeute (Elektronen/eingestrahktes Photon) ist in Abbildung 2.10b dargestellt. Gleichung 2.12 ist auch die Grundlage

für das von P. Hartman im Rahmen seiner Dissertation aufgestellte Diffusionsmodell der gepulsten Photoemission [3] das auch in dieser Arbeit Verwendung findet.

Mit Spicer's Modell lassen sich die wichtigsten Effekte wie zum Beispiel die Abhängigkeit der Quantenausbeute von der Photonenenergie anschaulich erklären. Eine Extrapolation der Kurve für die NEA-Materialien in Abbildung 2.10 auf die, für die MAMI-Quelle typische, Quantenausbeute von 1% ergäbe eine Emissionszeit von etwa 1ps. Dies liegt tatsächlich im Bereich der in dieser Arbeit abgeschätzten Emissionszeiten. (Eine Betrachtung von Dünnschichtkathoden war für Spicer auf der Suche nach hocheffizienten Kathodenmaterialien wahrscheinlich einfach nicht interessant.)

2.6 Diffusionsmodell für gepulste Photoemission

2.6.1 Pulsantwort

In Rahmen seiner Dissertation gelang es P. Hartmann ein Diffusionsmodell für die gepulste Photoemission auf der Grundlage von Gleichung 2.12 zu erstellen [4][5]. Er betrachtete hierzu die Diffusion aus einer Platte, an deren Oberflächen die Elektronenkonzentration konstant auf Null gehalten wird. Die Dicke der Platte war groß gegen die Absorptionslänge gewählt, was rechnerisch etwa der Emission aus einem semiinfiniten Halbraum entspricht. Weiterhin setzte er voraus, dass wegen der Rekombinationslebensdauer von 200-300ps [24][25] der Rekombinationsterm in 2.12 vernachlässigt werden kann. Gleichung 2.12 reduziert sich dann zu:

$$D \frac{d^2}{dx^2} c(x, t) - \frac{d}{dt} c(x, t) = 0 \quad (2.14)$$

Über einen Separationsansatz und die Randbedingungen $c(0, t) = 0$ und $c(d, t) = 0$ erhält man für eine Schicht der Dicke d die Elektronenkonzentration:

$$c(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \sin\left(\frac{k\pi x}{d}\right) \exp\left(-\left(\frac{k\pi}{d}\right)^2 Dt\right) \quad (2.15)$$

Zum Zeitpunkt der Anregung wird die Elektronenkonzentration im Kristallvolumen als proportional zum Absorptionsprofil des anregenden Laserpulses angenommen. Mit dieser Anfangsbedingung

$$c(x, 0) \propto e^{-\alpha x} \quad \text{für} \quad 0 < d < x \quad (2.16)$$

kann Gleichung 2.15 als Fourierentwicklung des Absorptionsprofils betrachtet werden mit den Fourierkoeffizienten:

$$A_k \propto \frac{k\pi \left(1 - (-1)^k e^{-\alpha d}\right)}{(\alpha d)^2 + (k\pi)^2} \quad (2.17)$$

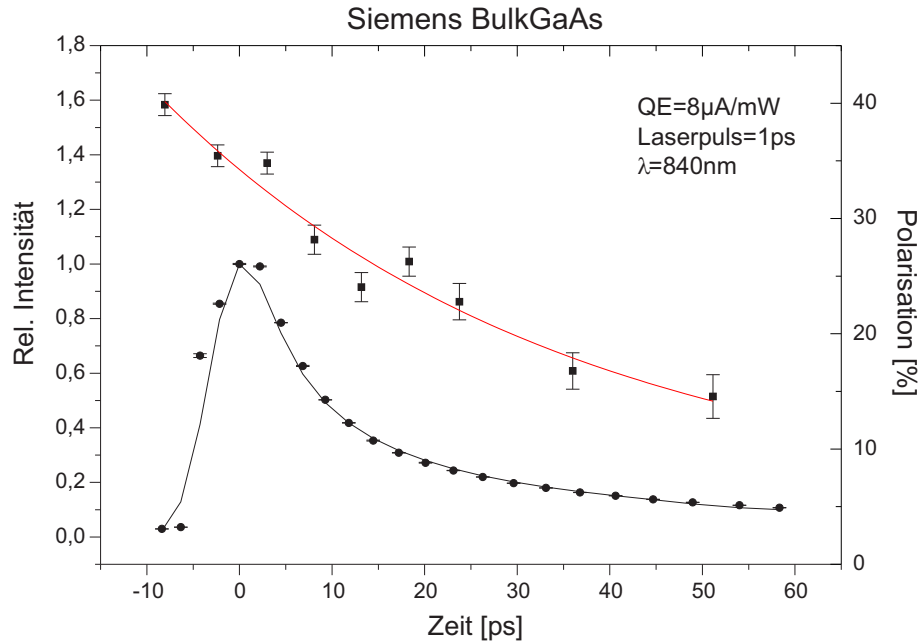


Abbildung 2.11: Beispiel für ein mit dem Diffusionsmodell berechnetes Pulsprofil. Die Messung wurde im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Die Modellrechnung enthält hier einen Rekombinationsterm und wurde mit der Zeitauflösung der Apparatur gefaltet.

Der emittierte Strahlstrom ist dann gegeben durch den Gradienten an der Stelle $x = 0$

$$j(t) \propto \left. \frac{dc(x, t)}{dx} \right|_{x=0} \propto \sum_{k=1}^{k=\infty} A'_k \exp \left(- \left(\frac{k\pi}{d} \right)^2 Dt \right) \quad (2.18)$$

mit $A'_k = kA_k$. Abbildung 2.11 zeigt ein Beispiel für ein mit dem Diffusionsmodell berechnetes Pulsprofil. In diesem Fall handelt es sich um das Pulsprofil einer Bulk-GaAs Photokathode. Die Modellrechnung wurde wie bei [3] über zwei Modellparameter, den Absorptionskoeffizienten α und die Diffusionskonstante D , an die Messdaten angepasst, wobei in diesem Fall in der Rechnung noch ein Rekombinationsterm enthalten ist. Für die Bulk-GaAs Photokathoden lieferte das Hartmann-Modell akzeptable Voraussagen, wobei die Diffusionskoeffizienten hierbei immer zu groß abgeschätzt wurden.

2.6.2 Mittlere Emissionszeit

Basierend auf dem in [5] entwickelten Modell kann nun die mittlere Emissionszeit $\langle t \rangle$ berechnet werden:

$$\langle t \rangle = \frac{\int_0^{\infty} t j(t) dt}{\int_0^{\infty} j(t) dt} \quad (2.19)$$

Ausgehend von Gleichung 2.15 können Summation und Integration vertauscht werden. Nach Ausführen der Integration erhält man dann:

$$\langle t \rangle = \frac{d^2}{\pi^2 D} \frac{\sum_1^\infty A'_k k^{-4}}{\sum_1^\infty A'_k k^{-2}} \quad (2.20)$$

Um eine analytische Abschätzung zu erleichtern kann man im Fall der dünnen Schichten ($\alpha \approx 10^{-4} \text{cm}^{-1}$ und $d < 10^{-4} \text{cm}$) $(\alpha d)^2 \ll \pi^2$ annehmen und damit $(\alpha d)^2$ im Nenner der Fourierkoeffizienten A_k vernachlässigen. Als einziger k-abhängiger Faktor bleibt dann $(-1)^k \exp -\alpha d$ vor den Summanden übrig. Durch aufspalten in Terme mit geraden und ungeraden k-Werten können die Summen berechnet werden und man erhält:

$$\langle t \rangle = \frac{d^2}{12D} \frac{(1 + \frac{1}{15} + e^{-\alpha d}(1 - \frac{1}{15}))}{(1 + \frac{1}{3} + e^{-\alpha d}(1 - \frac{1}{3}))} \quad (2.21)$$

Für $\alpha d \rightarrow 0$ reduziert sich das Ergebnis auf:

$$\langle t \rangle = \frac{d^2}{12D} \quad (2.22)$$

Durch die Näherung in 2.22 kommt es hingegen zu einer Überschätzung der Emissionszeit. Diese Überschätzung beträgt etwa 15%³ für eine Schichtdicke von $1,6 \mu\text{m}$. Die Abweichung zwischen analytischer Abschätzung 2.21 und numerischer Berechnung von 2.20 hingegen beträgt für alle im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Schichtdicken weniger als 4%.

2.7 Depolarisationsmechanismen

Sind die Elektronen ins Leitungsband gepumpt und dort nach den Auswahlregeln spinpolarisiert, so sind sie aufgrund ihrer Bewegung innerhalb des Halbleiters Depolarisationsprozessen unterworfen. Fishman und Lampel geben in [26] einen zusammenfassenden Überblick über die vier wichtigsten Depolarisationsmechanismen. Der von Zolotarev et al. [27] vorgeschlagene Prozess des Radiation Trapping (Erzeugung eines neuen Elektron-Loch-Paares beliebiger Spinrichtung durch Einfang von Rekombinationsstrahlung) wird von [26] nicht berücksichtigt. Er kann bei Raumtemperatur wegen der Rekombinations-Lebensdauer von 200-300ps gegenüber den anderen Prozessen vernachlässigt werden. Neben der Hyperfein-Wechselwirkung und der Streuung an ionisierten Störstellen (Elliott-Yafet-Prozess) werden heute im Wesentlichen zwei Prozesse als Hauptursachen der Spinrelaxation angenommen: Der DP- und der BAP-Prozess.

³Die Überschätzung wird durch die kurze Rekombinationszeit nochmals erhöht, die hier noch nicht berücksichtigt ist.

2.7.1 Der D'Yakonov-Perel-Prozess (DP)

Aufgrund der nicht vorhandenen Inversionssymmetrie des Kristalls wird das Leitungsband der III-V-Halbleiter an Bandkante nach den Spinzuständen aufgespalten. Diese Aufhebung der Spin-Entartung kann durch Hinzufügen eines Störterms

$$\mathcal{H}(\vec{k}) = \hbar\vec{\omega}(\vec{k}) \cdot \vec{S} \quad (2.23)$$

zum Hamilton-Operator beschrieben werden. Die Störung kann als Präzession $\vec{\omega}(\vec{k})$ um ein \vec{k} -abhängiges, effektives Magnetfeld interpretiert werden. $\vec{\omega}(\vec{k})$ unterliegt aufgrund von Kollisionen mit dem Gitter statistischen Variationen in Richtung und Amplitude. Die Folge ist eine Spin-Flip-Wahrscheinlichkeit für das Elektron die schließlich zur Spinrelaxation des Ensembles führt. D'Yakonov und Perel ermittelten für quasielastische Streuung eine Spinrelaxationsrate von

$$\frac{1}{T_1(\epsilon)} = \frac{2}{3}\omega^2(\epsilon)\tau_c(\epsilon) \quad (2.24)$$

mit dem Mittelwert $\omega^2(\epsilon)$ von $\omega^2(\vec{k})$ über alle Richtungen von \vec{k} bei der Energie ϵ . Die Zeit τ_c bezieht sich auf die mittlere Winkeländerung von $\vec{\omega}(\vec{k})$. Dieser Winkel ist abhängig vom jeweiligen Streuprozess und im Allgemeinen nicht gleich der Winkeländerung von \vec{k} . Bei isotropem Streuprozess (z.B. akustische Phononen) ist τ_c gleich der Impulsrelaxationszeit.

2.7.2 Der Bir-Aronov-Pikus Prozess (BAP)

Der bei Raumtemperatur heute als der dominierende Depolarisationsmechanismus angesehene Prozess ist die Austausch-Wechselwirkung zwischen Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband. Die Wechselwirkung wird durch den Hamilton-Operator

$$\mathcal{H}_{exch} = A_{exch}V\vec{J} \cdot \vec{S}\delta(\vec{r}) \quad (2.25)$$

beschrieben. Hierbei ist \vec{J} der Drehimpuls-Operator des Loches und die Amplitude $A_{exch}V$ ist proportional zur Austauschenergie und zum Volumen der Elementarzelle. Die Spinrelaxationsrate wird von BAP angegeben als:

$$\frac{1}{T_1(\epsilon)} = N_h\sigma_1v \quad (2.26)$$

σ_1 wird von BAP als Spinflip-Wirkungsquerschnitt interpretiert. Er liegt bei GaAs in der Größenordnung $10^{-16}cm^2$. N_h ist die Löcherkonzentration und v die mittlere Elektronengeschwindigkeit.

Bei Kristallen mit hoher p-Dotierung ($10^{17} - 10^{19}cm^{-3}$) tragen zur Löcherdichte im Valenzband hauptsächlich die Akzeptoratome bei. Die Zahl der Löcher, die durch optisches Pumpen entstehen ist auch im Pulsbetrieb ($\approx 10^{11}cm^{-3}$) klein gegen die Dotierung.

2.7.3 Mittlere Polarisation in der Photoemission

Unabhängig davon, welcher Prozess dominiert, erfolgt eine Depolarisation der Elektronen im Leitungsband abhängig von der Verweildauer im Halbleitervolumen. Je länger sich die Elektronen zwischen Anregung und Emission oder Rekombination durch den Kristall bewegen, desto stärker werden sie depolarisiert. Im Folgenden soll daher die Reduktion der mittleren Polarisation während des Transports der Elektronen an die Kristalloberfläche betrachtet werden.

Bestimmt man den zeitlichen Verlauf der Intensität $I(t)$ und der Polarisation $P(t)$, z.B. aus Zeitaufgelösten Messungen, so ergibt sich die mittlere Polarisation zu:

$$\bar{P} = \frac{\int_0^\infty P(t)I(t)}{\int_0^\infty I(t)} \quad (2.27)$$

\bar{P} entspricht der im c.w.-Betrieb verfügbaren Strahlpolarisation.

Werden keine Elektronen aus dem Kristall emittiert, so zerfallen Intensität und Polarisation exponentiell:

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) \quad (2.28)$$

$$P(t) = P_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) \quad (2.29)$$

Dies gilt z.B. für Photolumineszenzexperimente wo die Zeitkonstanten τ_L der Rekombinationslebensdauer und τ_S der Spinrelaxationszeit entsprechen. Durch Einsetzen in 2.27 erhält man die oft genannte Beziehung:

$$\bar{P} = P_0 \frac{1}{1 + \tau_L/\tau_S} \quad (2.30)$$

Im Fall der Photoemission kommt nun zur Rekombination noch ein zusätzlicher Elektronenverlust durch die Emission hinzu. Setzt man voraus, dass die mittlere Emissionszeit $\langle t \rangle$ klein ist gegen die Rekombinationslebensdauer τ_L , dann würde man versucht sein in Gleichung 2.30 τ_L einfach durch die mittlere Emissionszeit $\langle t \rangle$ zu ersetzen, da ja in diesem Fall die Verweildauer im Wesentlichen durch die Emission bestimmt wird.

Die Photoemission wird aber durch eine Diffusionsgleichung beschrieben. Und unter Berücksichtigung der Diffusionsgleichung würde die Integration nach Gleichung 2.27 sicherlich nicht auf Gleichung 2.30 führen. Die folgende Betrachtung [28] soll zeigen, dass Gleichung 2.30 aber für die in dieser Arbeit untersuchten, hoch polarisierten Photokathoden mit dünner aktiver Schicht eine gute Näherung darstellt.

Berücksichtigung der Diffusion

Für den Fall kontinuierlich erzeugter Ladungsträger bestimmte Pierce [29] die mittlere Polarisation aus der Diffusionsgleichung zu:

$$\bar{P} = P_0 \frac{\alpha + \sqrt{D\tau_L}^{-1}}{\alpha + \sqrt{DT}^{-1}} = P_0 \frac{\alpha + 1/L_D}{\alpha + 1/L_S} \quad (2.31)$$

In der Literatur wird üblicherweise $\sqrt{D\tau_L} = L_D$ als Diffusionslänge und $\sqrt{DT} = L_S$ als Spindiffusionslänge bezeichnet. Die Spindiffusionslänge beschreibt die Schichtdicke, nach deren durchdringen die mittlere Polarisation auf $1/e$ abgefallen wäre. T ist die Zerfallskonstante der Spindifferenz $N \uparrow(t) - N \downarrow(t)$. Nach Pierce wird einerseits die Spindifferenz durch Depolarisation mit der Zeitkonstante τ_S ausgeglichen, andererseits werden $N \uparrow(t)$ und $N \downarrow(t)$ durch Rekombination gleichermaßen ständig verringert. Für den Zerfall der Spindifferenz müssen also τ_L und τ_S berücksichtigt werden:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{\tau_L} + \frac{1}{\tau_S} \leftrightarrow \frac{\tau_L\tau_S}{\tau_L + \tau_S} \quad (2.32)$$

Hieraus folgt auch, dass L_D immer größer ist als L_S .

Gleichung 2.31 berücksichtigt zwar die Diffusion, ist aber für den Fall der dünnen Photokathoden ungeeignet, da sie keine Schichtdickeninformation enthält. Die Gleichung wurde für unendlich dicke Kathoden aufgestellt, bei denen die Ladungsträgergeneration exponentiell gedämpft bis in beliebige Tiefen stattfindet.

Von Lampel (Zitat: G. Lampel: Introduction to Photoemission, Vortrag auf dem internationalen Workshop 'polarized electron sources and polarimeters, MIT/Bates 2002, (unveröffentlicht)) wurde darauf hingewiesen, dass unter Umständen $L_D, L_S \ll 1/\alpha$ gelten kann und 2.31 daher zu

$$\bar{P} = \frac{1/L_D}{1/L_S} = \frac{\sqrt{DT}}{\sqrt{D\tau_L}} = \sqrt{\frac{1}{1 + \tau_L/\tau_S}} \quad (2.33)$$

vereinfacht werden kann. Dies entspricht exakt der Wurzel aus Gleichung 2.30. Hierzu muss jedoch gesagt werden, dass Lampels Annahme auf einer damals sehr schlechten Probenbeschaffenheit beruht und für die in dieser Arbeit betrachteten Photokathoden leider nicht zutrifft.

Numerische Rechnung

Gesucht ist eine Darstellung der mittleren Polarisation als Funktion der Schichtdicke. Durch Einsetzen der oft auch als Spinstrom bezeichneten Spindifferenz $J(t) = N \uparrow(t) - N \downarrow(t)$ und der Gesamtzahl der Ladungsträger $I(t) = N \uparrow(t) + N \downarrow(t)$ in

Gleichung 2.27 kürzt sich im Nenner $I(t)$ heraus und die Gleichung vereinfacht sich zu:

$$\bar{P} = \frac{\int_0^\infty J(t)}{\int_0^\infty I(t)} \quad (2.34)$$

Unter der Annahme, dass zwischen beiden Arten von Ladungsträgern $N \uparrow$ und $N \downarrow$ im Bezug auf die Emission kein Unterschied besteht, lässt sich sowohl für $I(t)$ als auch für $J(t)$ die Lösung mit Hilfe je eines Exponentialfaktors und eines Diffusionsfaktors faktorisieren. Hierzu wird die Lösung der Diffusionsgleichung

$$c(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \sin\left(\frac{k\pi x}{d}\right) \exp\left(-\left(\frac{k\pi}{d}\right)^2 Dt\right) \quad (2.35)$$

für $I(t)$ mit e^{-t/τ_L} und für $J(t)$ mit $e^{-t/T}$ multipliziert. Wie beim Diffusionsmodell in Abschnitt 2.6 kann Integration und Summation vertauscht werden und man erhält:

$$P^-(t) = \frac{\sum_{k=1}^{\infty} \frac{(k\pi)^2}{(k\pi)^2 + (\alpha d)^2} \left(\left(\frac{(k\pi)^2}{d^2} D + T^{-1} \right)^{-1} \right) (1 - (-1)^k e^{-\alpha d})}{\sum_{k=1}^{\infty} \frac{(k\pi)^2}{(k\pi)^2 + (\alpha d)^2} \left(\left(\frac{(k\pi)^2}{d^2} D + \tau_L^{-1} \right)^{-1} \right) (1 - (-1)^k e^{-\alpha d})} \quad (2.36)$$

In Abbildung 2.12 sind die Ergebnisse der vorangegangenen Betrachtung zusammengefasst. $P(d)$ beschreibt den Verlauf der mittleren Polarisation nach Gleichung 2.30 wobei τ_L durch $\langle t \rangle$ (nach dem Diffusionsmodell berechnet) ersetzt wurde. $P(d)^{0.5}$ entspricht der Wurzel aus 2.30 nach der Annahme von Lampel, $Pierce(d)$ ist die von der Schichtdicke unabhängige mittlere Polarisation aus [29] und $tavcorr(d)$ ist das Ergebnis der numerischen Rechnung. Als Parameter wurden Spinrelaxationszeit und Lumineszenzlebensdauer mit 100ps angenommen.

Für große Schichtdicken nimmt die numerische Rechnung den Wert von Pierce [29] an. Für kleine Schichtdicken nähert sich die numerische Rechnung immer mehr an Gleichung 2.30 an. Für kleine d wird der Term D/d^2 immer größer und damit nähert sich die Lösung der Diffusionsgleichung immer mehr einem exponentiellen Verlauf an. Abbildung 2.13 zeigt einen Ausschnitt für Schichtdicken bis $1\mu m$. Man kann erkennen, dass zwischen der detaillierten numerischen Rechnung und Gleichung 2.30 für Schichtdicken unterhalb 400nm praktisch kein Unterschied mehr besteht. Für Photokathoden mit dünnen aktiven Schichten stellt Gleichung 2.30 also eine gute Näherung dar.

2.7.4 Photolumineszenz-Messungen und deren Interpretation

Die polarisationsaufgelöste Photolumineszenzmessung kann verwendet werden, um den zeitlichen Verlauf der Spinpolarisation der Leitungsbandelektronen zu bestimmen. Hierzu wird das vom Kristall emittierte Lumineszenzlicht mit einem Polarisator analysiert. Wegen der identischen Übergangswahrscheinlichkeiten sind die

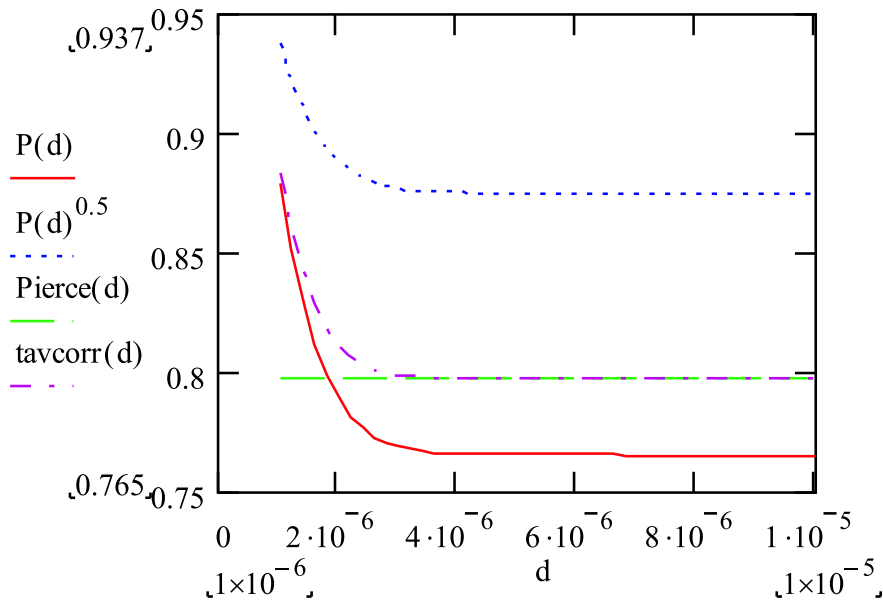


Abbildung 2.12: $P(d)$: Nach Gleichung 2.27 mit $\langle t \rangle = d^2/12D$; $P(d)$: nach Lumpell; $Pierce(d)$: Konstante aus [29]; $t_{\text{avcorr}}(d)$: numerische Rechnung.

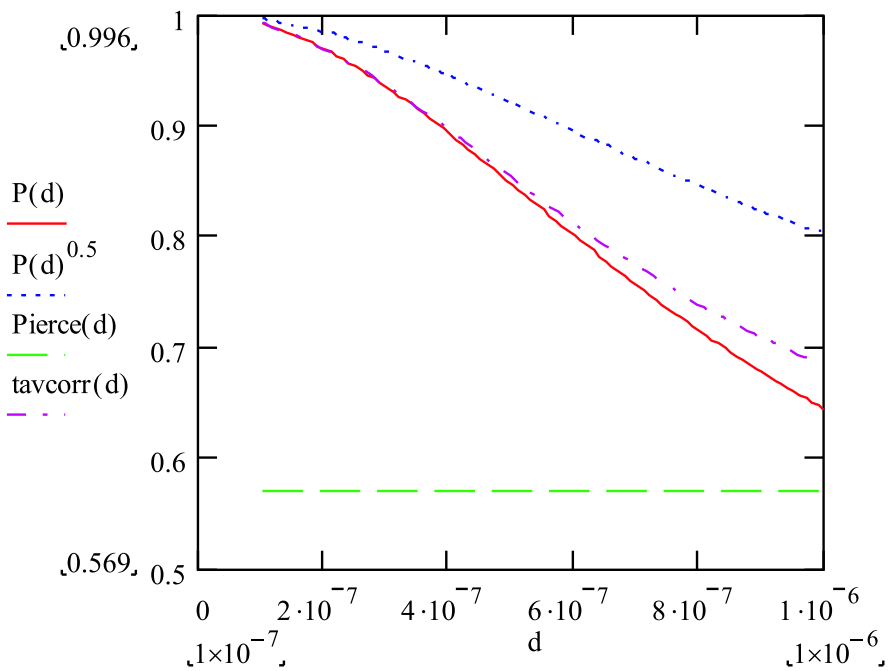


Abbildung 2.13: Wie Abb. 2.12, Ausschnitt für Schichtdicken bis $1 \mu m$

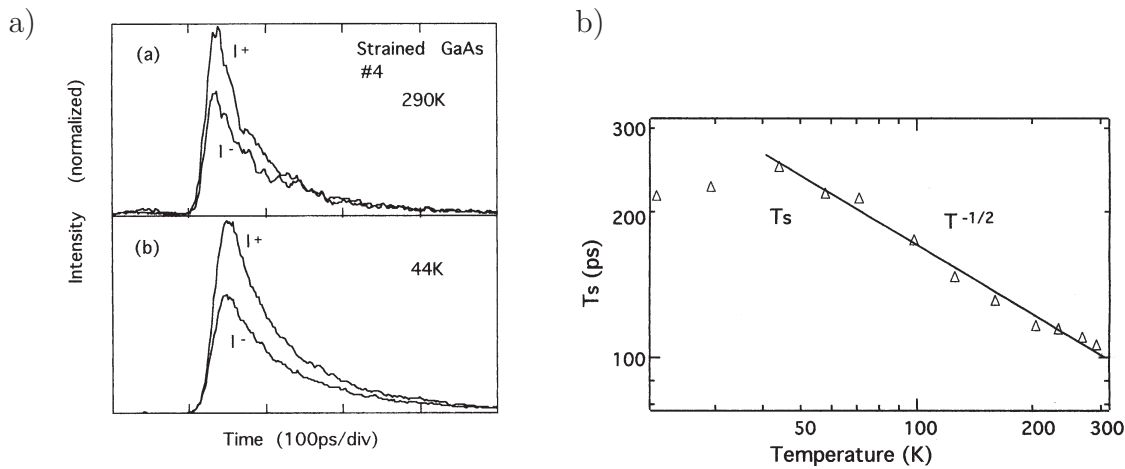


Abbildung 2.14: a) Intensitätssignale für σ^+ - und σ^- -Licht. b) Temperaturabhängigkeit der Spinrelaxation (Bilder aus [10]).

Intensitäten I^+ und I^- des σ^+ und σ^- Lumineszenzleuchtens proportional zu $N \uparrow$ und $N \downarrow$. Abbildung 2.14 a) zeigt typische Intensitätssignale einer Photolumineszenzmessung. Mit dieser Methode wurden unter anderem von [10] Messungen an unterschiedlichen Photokathoden bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt. Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 2.14 b) dargestellt. Aus der Temperaturabhängigkeit der Spinrelaxationszeiten ($\sim T^{-\frac{1}{2}}$) wird nach [26] die Schlussfolgerung abgeleitet, dass es sich bei dem in p-Halbleitern dominierenden Depolarisationsmechanismus um den BAP-Prozess handeln muss.

Die Ergebnisse der Lumineszenzmessungen geben Auskunft über das Zeitverhalten der Polarisation innerhalb des Kristallvolumens. Das Fehlen der Elektronenemission erschwert jedoch Rückschlüsse auf das Verhalten von Photokathoden, insbesondere auf die an MAMI verwendeten hoch polarisierten Kathoden mit dünnen aktiven Schichten. Hier setzt nun die vorliegende Arbeit an um mit der Untersuchung von Anfangspolarisation, Spinrelaxationszeit und Länge des emittierten Elektronenpulses zur Klärung der Frage nach Antwortzeit und maximal erreichbarer Strahlpolarisation beizutragen.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Die zeitaufgelösten Messungen von Intensität und Polarisation der von der Kathode emittierten Elektronenpulse wurden mit der von P. Hartmann im Rahmen seiner Dissertation aufgebauten “gepulsten Quelle polarisierter Elektronen” durchgeführt. Da inzwischen die Quelle für die Injektion polarisierter Elektronen in die Beschleunigeranlage ebenfalls im Pulsmodus betrieben wird, kann die Bezeichnung “gepulste Quelle” leicht zu Verwechslungen führen. In der Arbeitsgruppe hat sich der Begriff “Testquelle” durchgesetzt, da die von P. Hartmann konstruierte Elektronenquelle heute ausschließlich zum Test neuer Kathodenmaterialien und zur Erforschung grundlegender Eigenschaften der Photoemission spinpolarisierter Elektronen verwendet wird. Im Folgenden wird deshalb die für die vorliegende Arbeit verwendete Apparatur mit “Testquelle” bezeichnet.

Aufgrund von Vorhersagen aus theoretischen [30, 23, 31] und experimentellen [32, 33, 34] Arbeiten war die Testquelle ursprünglich zur Messung von Pulsdauern zwischen 10ps und 100ps konzipiert. Bereits die Ergebnisse, die P. Hartmann aus Messungen an hochpolarisierten GaAsP Photokathoden erhielt, warfen Fragen auf, die mit der Testquelle in der damaligen Konfiguration nicht beantwortet werden konnten. So konnten zwar Spinrelaxationszeiten von GaAs-Kristallen gemessen werden, es war jedoch z.B. nicht gelungen Depolarisation auch für die dünnen GaAsP Strukturen nachzuweisen. Untersuchungen der Apparatur hinsichtlich Zeitauflösung und Phasenstabilität, persönliche Gespräche mit P. Hartmann und Ergebnisse seiner Doktorarbeit zeigten, dass es möglich sein sollte die Auflösung der Apparatur zu verbessern und die Messung von Pulslänge und Polarisationsspektren deutlich unter 10ps zu ermöglichen.

In den folgenden Abschnitten werden die Methode und die wichtigsten Komponenten beschrieben. In Kapitel 4 wird dann die Zeitauflösung der Apparatur und die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgten Erweiterungen näher erläutert. Eine detailliertere Beschreibung sowie weiterführende Informationen zu Auswahl und Gestaltung der Komponenten findet man natürlich in [3].

3.1 Die “Streak”-Methode

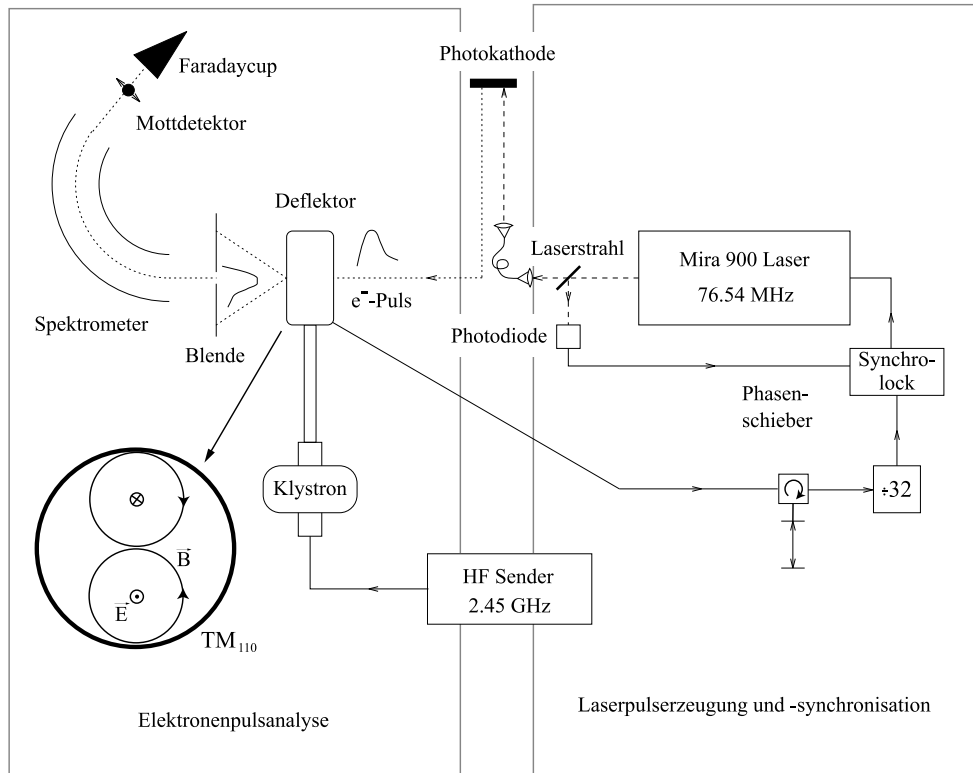


Abbildung 3.1: Schema des Meßprinzips. Die Apparatur läßt sich in zwei Bereiche unterteilen: Die Elektronenpulsanalyse mit Elektronenstrahlführung, Phasenanalysator, Elektronenspektrometer, Mott-Detektor und Faraday Cup auf der linken und die Laserpuls erzeugung und Synchronisation mit Lasersystem, Frequenzteiler und Synchronisationseinheit auf der rechten Seite.

Das Prinzip der phasen-/zeitaufgelösten Messung basiert auf einer Art “Streak”-Methode. Das zeitliche Pulsprofil wird hierbei durch Ablenkung in einem Deflektorresonator mit TM_{110} -Feld auf einen transversalen räumlichen “Streifen” (\rightarrow Streak) auf der Blende abgebildet. Ist das zur Anregung der Photoemission verwendete Pulslasersystem auf die Deflektorhochfrequenz synchronisiert, so läßt sich durch verstimmen der Phasenbeziehung zwischen Laserpulsen und Hochfrequenz der Streifen über den Spalt schieben. Da nur Elektronen, die den Deflektor im Nulldurchgang des TM_{110} -Feldes passieren, auch durch den Spalt gelangen erhält man hinter dem Spalt ein Phasenaufgelöstes Elektronensignal, das dann hinsichtlich Intensität, Polarisation und Energie analysiert werden kann.

Ein Schema des Messprinzips ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Das System kann neben Elektronenkanone und Strahlführung in zwei Hauptbereiche unterteilt wer-

den. Die Elektronenpulsanalyse (Abb. 3.1 links) und die Laserpuls erzeugung und -synchronisation (Abb. 3.1 rechts).

3.2 Elektronenkanone und Strahlführung

Abbildung 3.2 zeigt eine Zeichnung des gesamten Aufbaus. Da die Untersuchung der Photokathoden unter betriebsnahen Bedingungen erfolgen sollte wurde eine exakte Kopie der Quelle polarisierter Elektronen an MAMI [1] inklusive eines Schleusensystems eingebaut [35]. Die Einlage in Abbildung 3.2 zeigt die Triodenstruktur der vertikal angeordneten Elektronenkanone. Die Photokathode befindet sich auf einem Potential von -100kV , der Vakuumtopf liegt auf Erdpotential. Eine Mittelelektrode auf -50kV dient zu Feldformung. Die Photokathode sitzt in einem Aufzug der zum Wechseln der Kathoden abgesenkt werden kann. Zusätzlich ist dieser Aufzug drehbar, so dass die Photokathode in der Betriebsposition rotiert werden kann.

Das Laserlicht trifft senkrecht von unten auf die Photokathode. Die aus der Kathode emittierten Elektronen werden antiparallel zum Laserlicht beschleunigt und von einem Alphas magneten [36] in die horizontale Strahlführung umgelenkt. Hier befinden sich eine differentielle Pumpstufe, Leuchtschirme zum Einstellen der Elektronenoptik, Wedler zur Korrektur der Strahlage, ein Scanner für Phasenraummessungen [37], ein Deflektorresonator und ein Elektronenspektrometer. Hinter dem Spektrometer folgen ein Mott-Detektor zur Polarisationsmessung [38] und ein Faraday-Cup zur Strommessung.

3.3 UHV-Schleuse und Präparationskammer

Im Rahmen der Dissertation von Ch. Nachtigall war die für MAMI-Strahlbetrieb verwendete Elektronenkanone um ein "Schleusen-/Vorratskammernsystem" erweitert worden [35]. Aufgrund der guten Erfahrungen aus dem MAMI-Strahlbetrieb und wegen der Möglichkeit bis zu 7 Photokathoden unter Ultrahochvakuumbedingungen zu lagern wurde von P. Hartmann an die Testquelle ebenfalls ein solches Schleusensystem angebaut [3]. Abbildung 3.3 zeigt eine Skizze des Schleusensystems. Man erkennt die durch ein UHV-Ventil von der Elektronenkanone getrennte Präparationskammer. In der Präparationskammer sind das so genannte Kristallrad zur Aufnahme der Photokathoden sowie Heizwendel, Elektrode und Dispenser angedeutet. Die Präparationskammer wird durch eine Kombination aus Ionen- und NEG-Pumpe bepumpt. Seitlich an der Präparationskammer ist, ebenfalls durch ein UHV-Ventil getrennt, die Schleusen- und Transportkammer mit dem Transportgefäß angeflanscht. Die Photokathoden sind für den Betrieb in der Elektronenkanone in Molybdänhalterungen befestigt. Der Transfer dieser Halterungen geschieht mit den abgebildeten UHV-Manipulatoren. Eine genaue Beschreibung der Komponenten findet sich in [39].

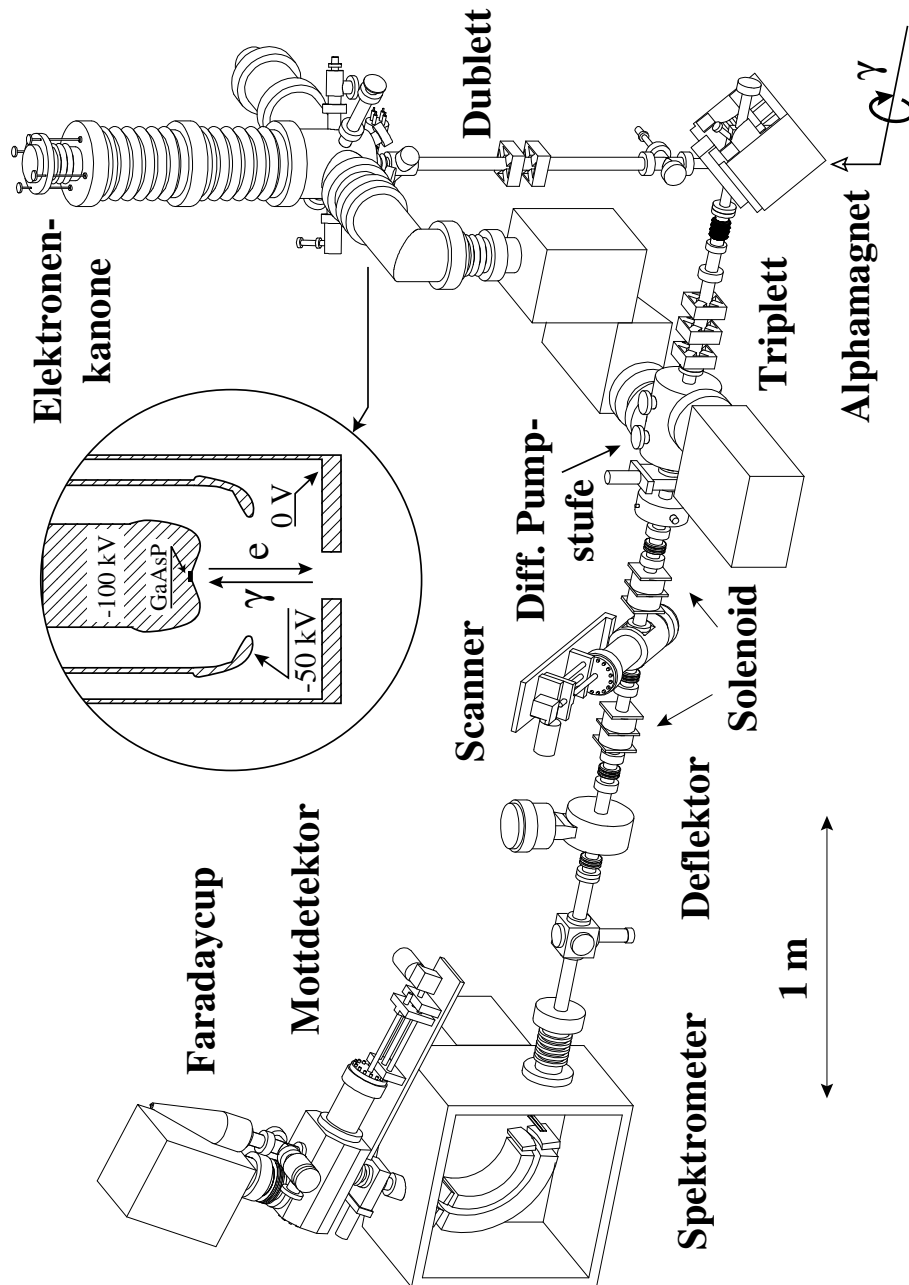


Abbildung 3.2: Elektronenkanone und Strahlführung. Vom HF-System ist nur das Deflektor-Cavity zu sehen. Nicht eingezeichnet ist das Lasersystem. Bild aus [3]

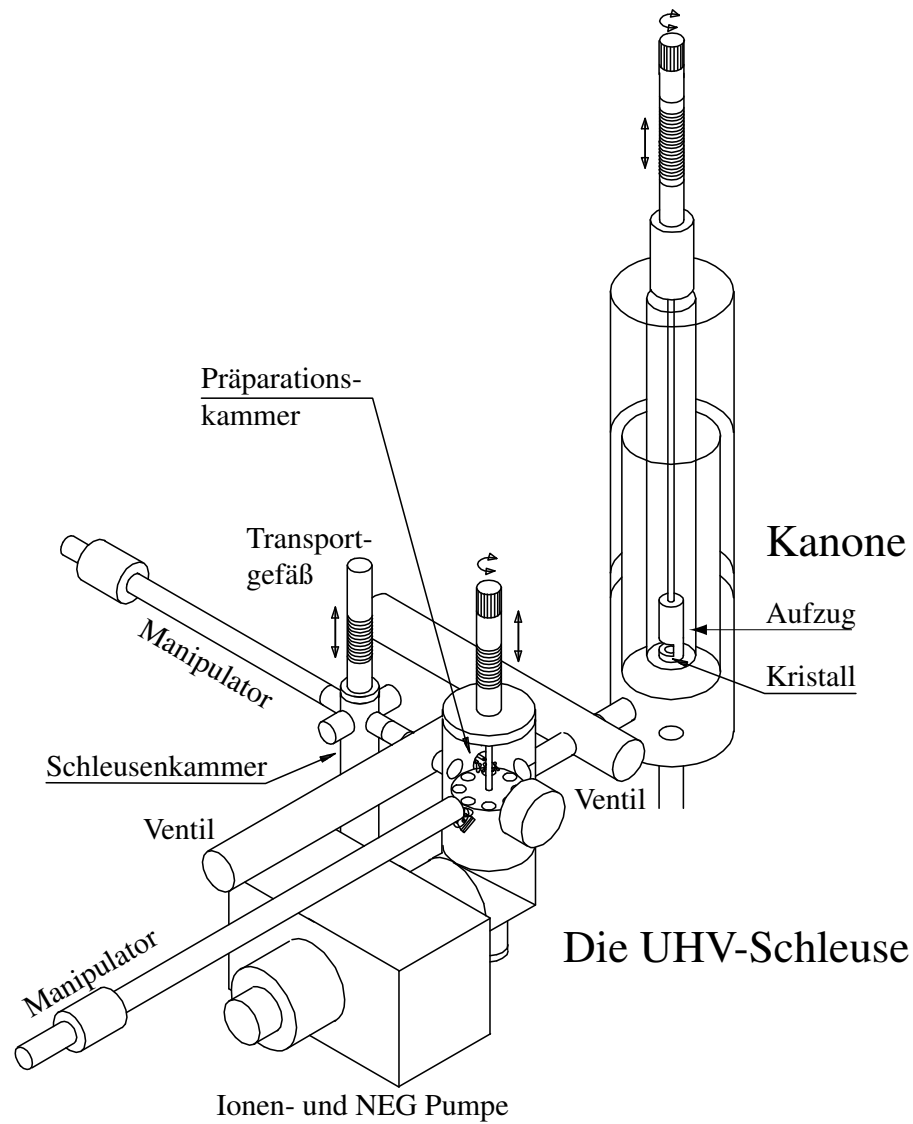


Abbildung 3.3: Skizze der Ultrahochvakuumschleuse. Bild aus [39]

Wegen eines defekten Manipulators musste im Rahmen dieser Arbeit das Schleusensystem geöffnet und erneut ausgeheizt werden. Nach dem Ausheizen stellte sich im weiteren Verlauf der Totaldruck in der Präparationskammer auf $4 - 5 \cdot 10^{-12}$ mbar ein (im Ruhezustand, d.h. einen angemessenen Zeitraum nach Benutzung der Schleuse bzw. erfolgter Aktivierung einer Photokathode). Das Restgasspektrum der Kanone und der Präparationskammer wird hier vom Wasserstoff-Partialdruck dominiert, der in etwa im angegebenen Bereich liegen dürfte. Eine Totaldruck-Anzeige von $< 10^{-11}$ mbar ist allerdings nicht mehr ernst zu nehmen. Es kann aber guten Gewissens behauptet werden, dass sich der Totaldruck im Bereich von einigen 10^{-11} oder kleiner (nicht mehr messbar) bewegt.

3.4 Elektronenpulsanalyse

3.4.1 Deflektorresonator und Hochfrequenzanlage

Aufgrund der bereits vorhandenen Technologie und weil zum Zeitpunkt der Konstruktion die Testquelle auch zur Injektion in den Beschleuniger vorgesehen war, wurde die gesamte Hochfrequenzanlage auf die MAMI-Frequenz von 2.4493GHz ausgelegt.

Deflektorresonator

Als Deflektor für die Pulsanalyse dient ein zylindrischer TM_{110} -Resonator wie er für die Diagnose des longitudinalen Phasenraums an MAMI entwickelt wurde [40, 41]. Die Resonatorlänge ist hierbei für den geforderten Ablenkwinkel von 14.9mrad bei 100keV Elektronenenergie auf minimale Leistungsaufnahme optimiert. Die vertikal

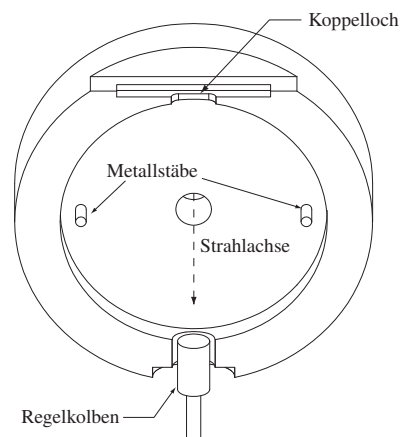


Abbildung 3.4: Zylindersymmetrischer Deflektorresonator. Zwei Metallstäbe dienen zur Modenstabilisierung. Die Hochfrequenz wird von oben durch das Koppelloch eingekoppelt. Der gestrichelte Pfeil symbolisiert die Strahlachse. Bild aus [3].

ablenkende Mode ist durch induktive Störung der orthogonalen Mode stabilisiert [3, 41]. In Zylinderkoordinaten wird das TM_{110} -Feld beschrieben durch:

$$E_z = E_0 J_1(k_c r) \sin \phi \quad (3.1)$$

$$H_\phi = -\imath \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0 J_1' \sin \phi \quad (3.2)$$

$$H_r = \imath \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{E_0}{k_c r} J_1 \cos \phi \quad (3.3)$$

Energiemodulation

In Abbildung 3.5 ist die transversale Feldverteilung von E_z (Gl. 3.1) dargestellt. Der Pfeil in der Mitte symbolisiert den Elektronenstrahl. Die zum magnetischen Ablenkfeld um 90° phasenverschobene E-Feld Komponente E_z wirkt in Strahlrichtung als Beschleunigungsfeld. Die daraus resultierende Energiemodulation ist abhängig vom

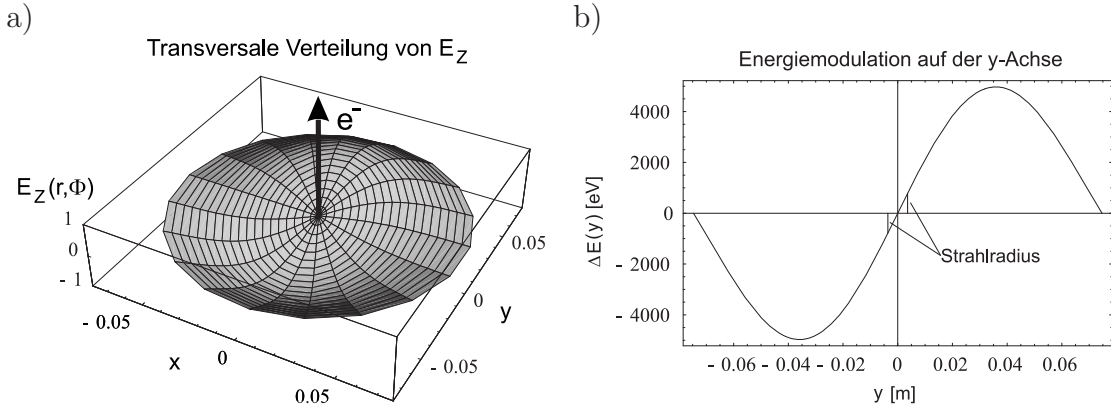


Abbildung 3.5: a) Verteilung des E-Feldes E_z im Resonator. b) Maximale Energiemodulation auf der y-Achse.

Abstand der Elektronen zur Strahlachse und in Richtung der y-Achse maximal:

$$\begin{aligned} \Delta E(y) &= \frac{1}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \int_{-h/2}^{h/2} E_0 \cos(\omega t) J_1(k_c y) dz dt \\ &= \frac{\beta \lambda_0}{\pi h} E_0 \sin\left(\frac{\pi h}{\beta \lambda_0}\right) J_1(k_c y) h \end{aligned} \quad (3.4)$$

Abbildung 3.5 zeigt die Energiemodulation auf der y-Achse in Abhängigkeit von der Ablage zur Strahlachse. Für die eingekoppelte Leistung von 38,5W ergibt sich eine Energiemodulation von 219eV pro mm Ablage.

Bei einem aus elektronenoptischen Gründen vorgegebenen Strahlradius von 3.6mm im Resonator beträgt die gesamte Energiemodulation etwa $\pm 790\text{eV}$. Aufgrund der Energiemodulation ist es mit diesem Aufbau nicht möglich eine Zeitaufgelöste Messung der Energieverteilung (100-200meV) im Elektronenpuls vorzunehmen.

Hochfrequenzanlage

Als Hochfrequenzsender dient der MAMI-Oszillator. Das HF-Signal wird von einem Klystron ¹ verstärkt und über Hohlleiter in den Deflektorresonator eingekoppelt (siehe auch Abb. 3.1). Ein Schema des Hohlleitersystems vom Klystron zum Deflektor ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Um eventuell einen zweiten Resonator betreiben zu können wurde von [3] ein Leistungsrichtkoppler zusammen mit einer Reflexionsschraube eingebaut. Bei einer Überprüfung des HF-Systems wurde die Schraube zur Verringerung von Reflexionen im Hohlleiter vollständig herausgedreht und die in den Deflektor eingekoppelte Leistung durch Reduktion der Klystronleistung angepasst.

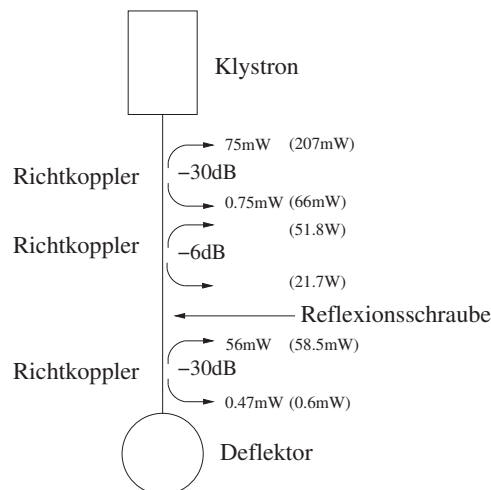


Abbildung 3.6: Schema des HF-Systems. Das vom Klystron verstärkte Signal wird über Hohlleiter in den Deflektor eingekoppelt. Der mittlere Richtkoppler war zusammen mit der Reflexionsschraube ursprünglich zur Versorgung eines zweiten Resonators vorgesehen.

3.4.2 Elektronenspektrometer - Spindrehher

Der hinter dem Deflektorresonator eingebaute Toruskondensator dient als Elektronenspektrometer und Spindrehher [42]. Strahlenergie sowie Strahloptik wurden nur unwesentlich verändert, weshalb bei Kontrollmessungen mit dem Spektrometer die Ergebnisse von [3] bestätigt wurden. Da keine Abweichung zu früheren Resultaten

¹TH2404, Thales (ehemals Thomson), France

festgestellt werden konnte, wurde auf eine Wiederholung weiterer, bereits von P. Hartmann durchgeführten Messungen [3], verzichtet.

Der Toruskondensator wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausschließlich als Spinrotator für die Polarisationsmessung verwendet. Nach Bargman, Michels und Telegdi ergibt sich die Spinpräzession $\vec{\omega}_s$ in Gegenwart elektromagnetischer Felder (\vec{E}, \vec{B}) zu [43]:

$$\vec{\omega}_s = \frac{e}{m\gamma} \left[(1+a)\vec{B}_{\parallel} + (1+a\gamma)\vec{B}_{\perp} - \left(a + \frac{1}{1+\gamma} \right) \frac{\gamma}{c^2} \vec{v} \times \vec{E} \right]$$

mit Lorentzfaktor γ , Elektronengeschwindigkeit \vec{v} (3.5)

und anomalem Moment $a = \frac{g-2}{2}$

Um bei einer Strahlenergie von 100keV eine Ausrichtung des Elektronenspins von 90° zur Impulsrichtung zu erreichen wurde von [3] nach Gleichung 3.5 eine Ablenkung des Elektronenstrahls um 107.7° realisiert (siehe auch [36]). Der Elektronenspin präzediert hierbei um 17.7° wodurch die für die Mott-Messung erforderliche transversale Spinrichtung erreicht wird (Abbildung 3.7).

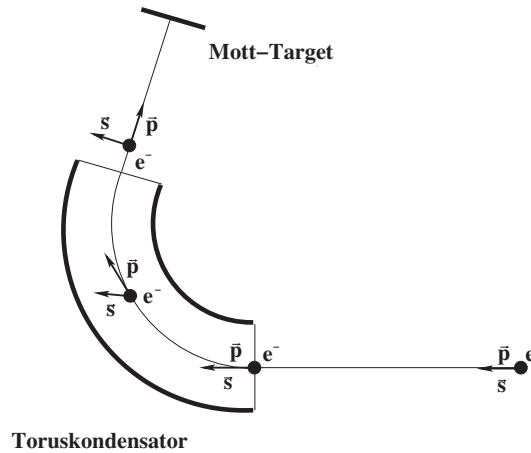


Abbildung 3.7: Elektronenspektrometer als Spindrehler.

3.4.3 Der Mott-Detektor

Zur Polarisationsmessung dient der hinter dem Spektrometer/Spindrehler eingebaute Mott-Detektor [38]. Bei der Mott-Streuung kommt es aufgrund der $\vec{L} \cdot \vec{S}$ -Kopplung zu einem unterschiedlichen Streupotential für rechts und links gestreute Elektronen gleicher Spinrichtung. Zum Mott-Wirkungsquerschnitt muss ein polarisations-

abhängiger Anteil addiert werden:

$$\frac{d\sigma^\pm}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{Mott}}{d\Omega} (1 \pm PS) \quad (3.6)$$

Hierbei ist P die Strahlpolarisation und S steht für die Analysierstärke des Detektors. Die von Sherman [44] berechnete Analysierstärke wird häufig als Shermanfunktion bezeichnet.

Bei dem hier beschriebenen Mott-Detektor werden die Elektronen an Goldfolien gestreut, die auf Pioloform² aufgedampft sind [38]. Die Streuebene wird durch zwei Halbleiter-Sperrschicht-Detektoren beiderseits der Strahlachse definiert. Der Streu-

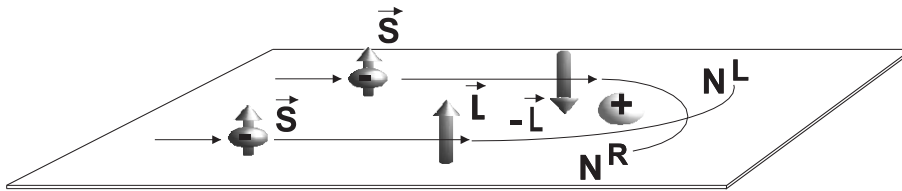


Abbildung 3.8: Prinzip der Mott-Streuung. Zählratenasymmetrie zwischen N^R und N^L durch unterschiedliches Streupotential aufgrund der Kopplung $\vec{L} \cdot \vec{S}$ bzw. $(-\vec{L}) \cdot \vec{S}$

winkel in der Ebene ist durch das Maximum der Shermanfunktion bei 100keV Elektronenenergie zu 120° festgelegt. Da für $\vec{S} \perp \vec{L}$ das Produkt $\vec{L} \cdot \vec{S}$ verschwindet muss die Streuebene senkrecht zur Spinrichtung definiert sein.

Abbildung 3.8 zeigt das Prinzip der Mottstreuung. Die Elektronen werden am Target gestreut und erzeugen die Zählraten N^R und N^L . Für einen Elektronenstrahl mit Spinpolarisation \vec{P}_\perp erhält man dann zwischen links (L) und rechts (R) gestreuten Elektronen die Asymmetrie:

$$A = \frac{N^R - N^L}{N^R + N^L} = \vec{P}_\perp S_{eff} \quad (3.7)$$

S_{eff} ist hierbei die effektive Shermanfunktion die durch Mehrfachstreuung in endlich dünnen Goldfolien von der theoretischen Analysierstärke für die Streuung am Goldkern abweicht. Die effektiven Shermanfunktionen wurde von [38] durch eine Foliendickenextrapolation ermittelt.

Apparative Asymmetrien

Neben der statistischen Ungenauigkeit müssen apparative Asymmetrien als systematische Fehler berücksichtigt werden. Eine Ablage des Strahlfleck auf der Goldfolie

²Pioloform F, Wackerchemie, München

Folie	Dicke [\AA]	S_{eff}
1	100 ± 10	0.375
4	300 ± 30	0.348
5	500 ± 50	0.316

Tabelle 3.1: Liste der Goldfolien, deren Dicke und effektive Shermanfunktionen

kann auch bei unpolarisiertem Strahl zu unterschiedlichen Zählraten führen. Abhilfe erreicht man hier durch Polarisationsumkehr im Elektronenstrahl, die über eine Helizitätsumkehr des Laserlichts leicht erzeugt werden kann. Auf diese Weise werden vier Zählraten N_+^R , N_+^L , N_-^R , N_-^L ermittelt und die experimentelle Asymmetrie kann durch

$$A^{exp} = \frac{1 - \sqrt{Q}}{1 + \sqrt{Q}} \quad (3.8)$$

berechnet werden. Hierbei wurde die Größe Q so eingeführt, dass bei der Berechnung die instrumentelle Asymmetrie herausfällt:

$$Q = \frac{N_+^R \cdot N_-^L}{N_+^L \cdot N_-^R} = \frac{q_0 \cdot q_+}{q_0 \cdot q_-} \quad \text{mit} \quad q_{\pm} = \frac{N_{\pm}^L}{N_{\pm}^R} \quad (3.9)$$

Die instrumentelle Asymmetrie wird durch q_0 beschrieben und als helizitätsunabhängig angenommen. Es ist jedoch mit dieser Methode nicht möglich, die instrumentelle Asymmetrie vollständig zu beseitigen. Bei [3, 38] wurde eine Korrektur für den elastischen und inelastischen Untergrund bei der Streuung von Elektronen an der Pioloform-Trägerfolie eingeführt [45]. Die verbleibende instrumentelle Asymmetrie wurde nach dieser Korrektur zu etwa 3% abgeschätzt. Zusammen mit dem Fehler aus der Foliendickenextrapolation ergibt sich ein systematischer Gesamtfehler von etwa 4%. Tabelle 3.1 enthält eine Liste der von [38] zur Extrapolation verwendeten Goldfolien, deren Dicken und effektive Shermanfunktionen. Um die Polarisationsmessung zu erleichtern und außerdem in das MAMI-Message-System zu integrieren wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Computerprogramm für die Polarisationsmessung entwickelt.

3.4.4 Der Faraday-Cup

Auf das Ende der Strahlführung ist ein Faraday-Cup [46] aufgesetzt. Die Zeichnung in Abbildung 3.9 zeigt seine spezielle Struktur. Der Aufbau unterdrückt die Rückstreuung von Sekundärelektronen und erlaubt eine sehr genaue Messung des Strahlstroms. Das Stromsignal wird über einen ladungsempfindlichen Verstärker und einen Analog-Digital-Konverter ausgelesen.

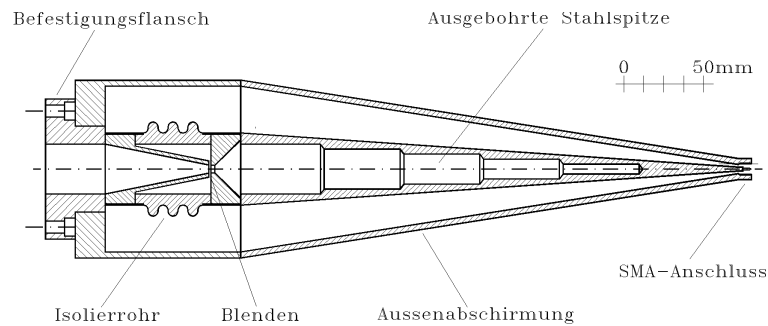


Abbildung 3.9: Skizze des Faraday-Cups. Die spezielle Struktur unterdrückt die Rückstreuung von Sekundärelektronen. Ein Picoampéremeter ist direkt auf den am Ende (in d. Abb. rechts) angebrachten SMA-Stecker aufgesetzt.

3.5 Laserpulserzeugung und -synchronisation

Der für die Anregung der Photoemission verwendete lichtoptische Aufbau besteht aus einem Ultrakurzpulslaser mit zugehörigem Pumplaser, einer Synchro-Lock Einheit zur Phasensynchronisation sowie einer makrooptischen Bank. Ein Autokorrelator und ein Laserspektrometer dienen zur Kontrolle von Länge und spektraler Breite der Laserpulse.

3.5.1 Das Lasersystem

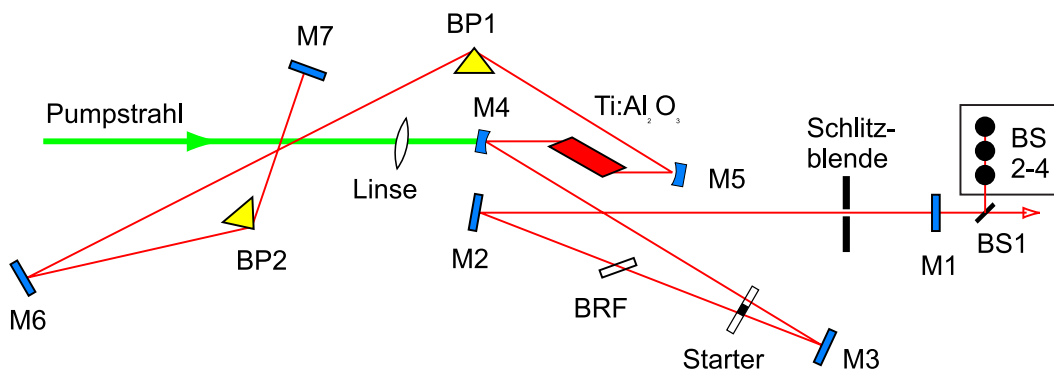


Abbildung 3.10: Schema des MIRA900-Resonators.

Als Pulslaser wird ein passiv modenverkoppelter Ti:Saphir-Laser³ verwendet (Abb. 3.10). Bei der passiven Modenverkopplung werden durch intensitäts- oder energieabhängige Prozesse niedere Intensitäten unterdrückt. Das hier verwendete System nutzt die intensitätsabhängige Wirkung des Ti:Al₂O₃-Kristalls als Kerr-Linse. Vom

³Coherent MIRA900 mit Synchro-Lock

so genannten Starter (drehbarer Glasquader) werden durch schnelles Ändern der Resonatorlänge unterschiedliche Moden angeregt, die zufällig zu Pulsen verkoppeln. Selbstfokussierung aufgrund des Kerr-Effekts führt für die hohen Intensitäten in den Laserpulsen zu einem kleineren Strahldurchmesser auf dem Auskoppelspiegel M1. Der Durchmesser des c.w.-Strahls bleibt unverändert. Vor dem Spiegel M1 ist eine Schlitzblende angebracht. Wegen der Verluste an der Blende stirbt der c.w.-Strahl aus \rightarrow der Laser pulst. Der hier ausgenutzte Kerr-Effekt bewirkt mit der

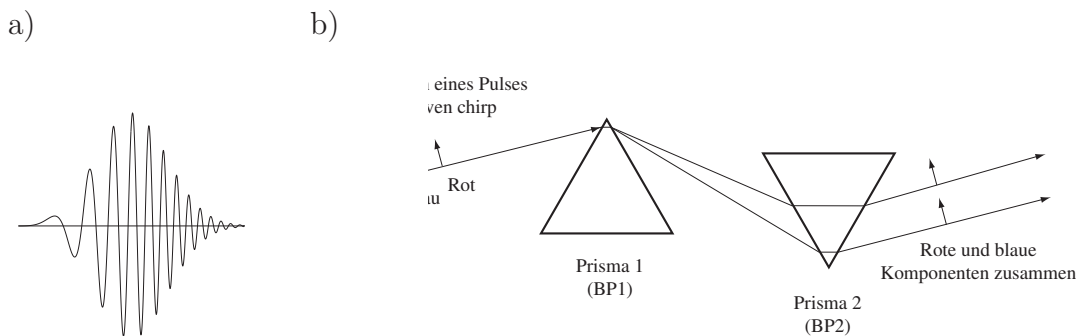


Abbildung 3.11: a) Positiver Chirp. b) Funktion der Chirp-Kompensation. Die Moden werden am Prisma BP1 aufgeteilt und im Prisma BP2 unterschiedlich verzögert. Bei geeigneter Einstellung erfolgt eine Kompensation bis zum Fourier-Limit. (Bilder aus [3].)

Änderung des Brechungsindex jedoch auch eine intensitätsabhängige Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Aufgrund von Selbstphasenmodulation kommt es zu einer zeitabhängigen Variation der Momentanfrequenz (\rightarrow Chirp) [47]. Der aus Selbstphasenmodulation resultierende Chirp ist im Allgemeinen positiv (frühe Zeiten rotverschoben, späte Zeiten blauverschoben). Um ein Auseinanderlaufen der Pulse zu verhindern muss dieser Chirp kompensiert werden. Abbildung 3.11 zeigt die hier verwendete Methode. Die Moden werden an Prisma BP1 aufgeteilt und folglich in Prisma BP2 unterschiedlich stark verzögert. Bei geeigneter Einstellung erreicht man eine vollständige Kompensation.

Mit Prisma BP2 kann die Laserpulsdauer theoretisch von 100fs bis 200fs eingestellt werden. Je nach Lichtwellenlänge befindet man sich jedoch in einem Grenzbereich der Resonatorstabilität, so dass nicht immer alle Einstellungen möglich sind.

Als Pumplaser wurde ursprünglich ein Argon-Ionenlaser verwendet, der jedoch im Verlauf dieser Arbeit gegen einen Diodengepumpten Nd:YVO-Laser ausgetauscht wurde (vgl. Abschnitt 4.3).

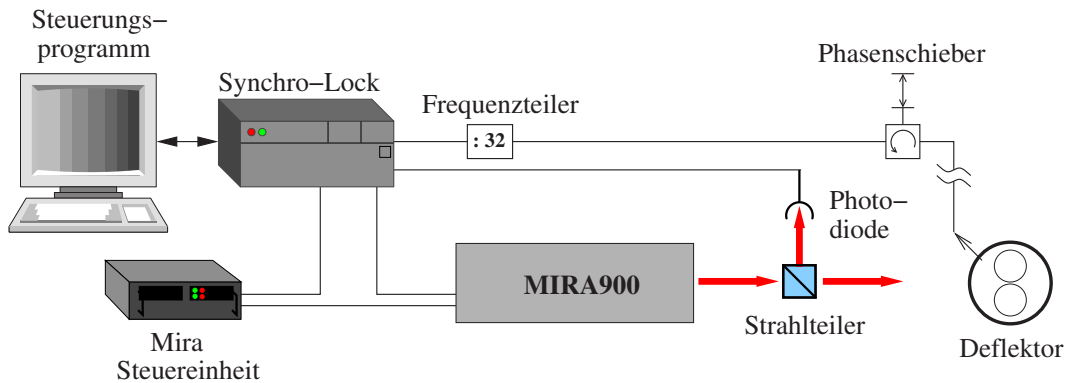


Abbildung 3.12: Schema der Phasensynchronisation.

3.5.2 Phasensynchronisation

Der Laser kann mit Hilfe des so genannten Synchro-Lock⁴ auf ein periodisches Referenzsignal zwischen 38MHz und 80MHz synchronisiert werden. Abbildung 3.12 zeigt ein Schema der Phasensynchronisation. Das HF-Signal wird über eine Antenne aus dem Deflektorresonator ausgekoppelt. Ein Festfrequenzteiler⁵ erzeugt die 32. Subharmonische (76.5406MHz) der MAMI-Frequenz (2.4493GHz), die dann als Referenzsignal dient. Über einen Strahlteiler wird ein Bruchteil der Laserintensität auf eine schnelle Photodiode ausgekoppelt. Das Signal der Photodiode wird mit der Referenz verglichen (gemischt) und von einem 3-stufigen Regelkreis durch Variation der Resonatorlänge angepasst:

1. Der Auskoppelspiegel M1 (Abb. 3.10) ist auf einem Motorschlitten montiert → niedrige Frequenz, großer Hub
2. Galvanische Ansteuerung des Starters verändert den Glasanteil im Resonator → mittlere Frequenz, mittlerer Hub
3. Der Faltspiegel M2 ist auf einem Piezo-Aktuator montiert → hohe Frequenz, niedriger Hub

Verschiebt man jetzt die Phase des ausgekoppelten Signals, so folgt der Laser der Änderung und man erhält eine Phasenaufgelöste Messung. Bei 2.45GHz entspricht 1° Phasenänderung 1.13 Picosekunden auf der Zeitskala.

3.5.3 Lichtleiter und optische Bank

Um spinpolarisierte Elektronen zu erzeugen müssen die Phasensynchronisierten Laserpulse jetzt noch auf die Photokathode abgebildet werden. In Abbildung 3.13 ist

⁴Coherent Synchro-Lock für MIRA900

⁵Plessey SP 8803

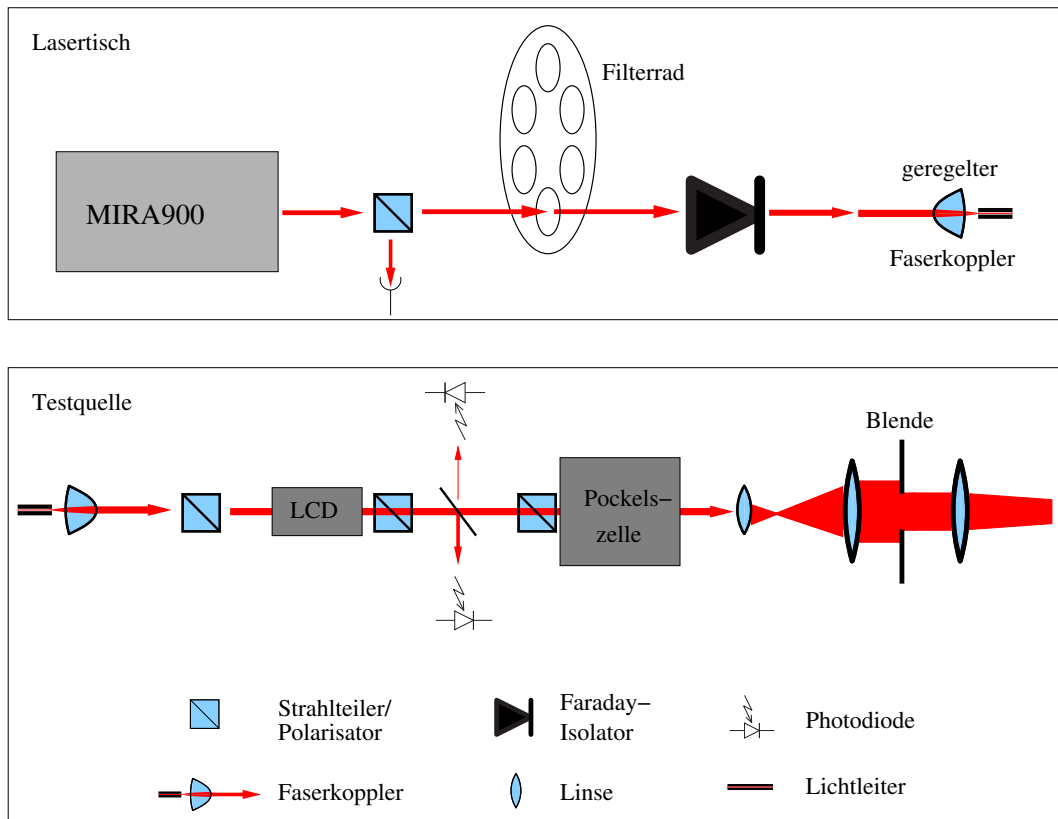


Abbildung 3.13: Schema des Lichtoptischen Aufbaus.

der Lichtoptische Aufbau schematisch dargestellt. Der obere Teil mit Filterrad und Faraday-Isolator befindet sich zusammen mit dem Laser auf dem Lasertisch. Der untere Teil mit LCD-Abschwächer, Pockelszelle und Beam-Expander⁶ ist in einer Makrooptischen Bank⁷ vertikal unterhalb der Testquelle montiert. Der Lichttransport vom Lasertisch zur Testquelle geschieht über einen Lichtleiter (optische Faser).

Hinter dem Laser befindet sich ein Filterrad mit Abschwächern unterschiedlicher Dämpfung (3dB,10dB,20dB,30dB). Es hat sich gezeigt, dass Rückreflexe vom Faserende bei hohen Leistungen zu einer Störung der Modenverkopplung führen. Aus diesem Grund ist vor dem geregelten Faserkoppler ein Faraday-Isolator montiert.

Am unteren Ende der Makrooptischen Bank wird der Laserstrahl aus der Faser ausgekoppelt. Ein Prismenpolarisator definiert die Polarisationsrichtung. Ein über CAMAC-DAC angesteuerter LCD-Abschwächer ermöglicht das Einstellen der Laserleistung über das MAMI-Kontrollsystem. Ein dünnes Glasplättchen dient zum Auskoppeln von Licht auf zwei Photodioden zur Kontrolle der Laserleistung, sowie

⁶Spindler & Hoyer, 15-fach

⁷Spindler & Hoyer

als Regelsignal für den Faserkoppler. Ein weiterer Polarisator definiert die Polarisationsrichtung für die Pockelszelle, die als schaltbare $\frac{\lambda}{4}$ -Platte dient. Abschließend wird der Laserstrahl durch den Beam-Expander aufgeweitet, um bei gegebenem Phasenraum auf der Photokathode einen Laserstrahldurchmesser von etwa $250\mu\text{m}$ zu erreichen. Eine Blende soll Abbildungsfehler zurückhalten.

3.5.4 Laserpulsdiagnose

Für eine kontrollierte Messung ist die Kenntnis von Länge und spektraler Breite der Laserpulse von großer Bedeutung. Einerseits geht die Laserpulslänge direkt in die Zeitauflösung der Apparatur ein. Andererseits kann bei zu hoher Lichtleistung ($\geq 70\text{mW}$ mittlere Leistung) durch Selbstphasenmodulation und Raman-Streuung in der Faser die Energiebreite in den Laserpulsen bis über die Valenzbandaufspaltung der Photokathode ($\sim 20\text{-}70\text{meV}$) anwachsen. Die Folge wäre ein Herabsetzen der Strahlpolarisation durch mitpumpen des nächsten Valenzbandniveaus.

Pulslänge

Alle in dieser Arbeit angegebenen Laserpulslängen wurden mit einem Autokorrelator⁸ gemessen. Der Lichtpuls wird in einem Michelson-Interferrometer mit sich selbst korreliert (Abb. 3.14a). Durch verändern eines Armes um Δl wird ein Laufzeitunterschied $\Delta t = \Delta l/c$ erzeugt. Auf diese Weise lässt sich der Puls mit sich selbst abtasten.

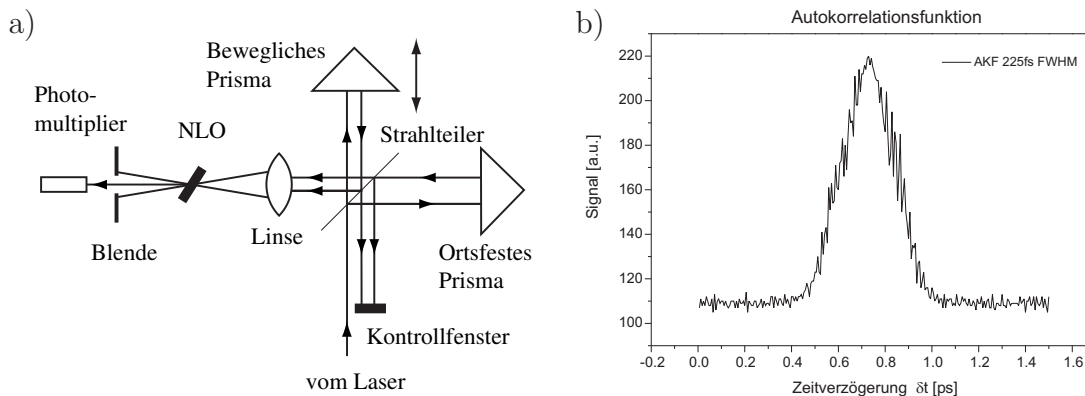


Abbildung 3.14: a) Funktionsweise des Autokorrelators (Bild aus [3]). b) Gemessene Autokorrelationsfunktion eines Laserpulses.

Da man ohne weitere Maßnahmen jedoch lediglich die zeitliche Kohärenzlänge der beiden Teilsignale messen würde, muss ein der Intensität der überlagerten Teilpulse proportionales Signal erzeugt werden. Durch Frequenzverdopplung in einem nicht-linearen optischen Kristall wird die 2. Harmonische

⁸APE GmbH, Berlin

Pulsform	$I(t)$	τ_{Puls}/τ_{AKF}	$\Delta\nu\tau_{AKF}$	$\Delta\nu\tau_{Puls}$
Rechteck	$I(t) = \begin{cases} 1; & t \leq \tau_{puls}/2 \\ 0; & t > \tau_{puls}/2 \end{cases}$	1	1	1
Gauß	$I(t) = \exp\left(-\frac{4(\ln 2)t^2}{\tau_{Puls}}\right)$	0.707	0.624	0.441
Secans Hyperbolicus	$I(t) = \operatorname{sech}^2\left(\frac{1.76t}{\tau_{Puls}}\right)$	0.648	0.486	0.315
τ_{Puls} = Pulsdauer in Sekunden (FWHM) τ_{AKF} = Breite der Autokorrelationsfunktion (FWHM) $\Delta\nu$ = Breite des Frequenzspektrums in Hz (FWHM)				

Tabelle 3.2: Umrechnung der AKF für die wichtigsten Pulsformen

$$I_{2f}(\delta t) = \langle I^2(t) \rangle_{t_0} + \langle I^2(t + \delta t) \rangle_{t_0} + \langle 4I(t)I(t + \delta t) \rangle_{t_0} \quad (3.10)$$

erzeugt und in einem Photomultiplier nachgewiesen. Eine auf diese Weise erzeugte Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung ist immer symmetrisch und erlaubt keine Aussage über die Pulsform. Man muss im Gegenteil zur Berechnung der Pulslänge eine Pulsform vorgeben. In Tabelle 3.2 sind die Konstanten zur Umrechnung der wichtigsten Pulsformen angegeben. Für die Pulslängenmessung wurde die ‐Kolineare Autokorrelation‐ verwendet, bei der die Teilpulse coaxial überlagert werden. Der Photomultiplier misst direkt $I_{2f}(\delta t)$. Abbildung 3.14b zeigt eine gemessene Autokorrelationsfunktion. Aus der Breite der AKF von 225fs errechnet sich nach Tab. 3.2 für die Sech^2 Pulsform des MIRA eine Laserpulsdauer von 146fs.

Spektrale Breite

Zur Messung der spektrale Breite ist ein Laserspektrometer ⁹ vorhanden. Es ist in seinem Grundaufbau ein Gitterspektrometer mit Littrow-ähnlicher Konfiguration und 200mm Fokusslänge. Das Gitter rotiert mit einer Frequenz von 6Hz wobei bei jeder Umdrehung ein Spektrum aus 35000 Messwerten aufgenommen wird. Das Spektrometer ermöglicht Messungen ab 5MHz Repetitionsrate mit einer Wellenlängengenauigkeit von $\pm 0.2\text{nm}$.

⁹WaveScanTM, APE GmbH, Berlin

Kapitel 4

Zeitauflösung

Einer der Hauptanteile bei der Untersuchung der Photoemission aus dünnen Schichten fällt auf die möglichst gute Bestimmung der Zeitauflösung der Apparatur. Die zeitliche Struktur der Elektronenpulse wird durch Variation der Phasenbeziehung zwischen Hochfrequenz und Lasersystem ermittelt (vgl. Abschnitt 3.1). Die Zeitauflösung entspricht also der Phasenauflösung und ist im Wesentlichen durch folgende Faktoren beeinflusst:

1. Die Geometrische Auflösung
2. Länge und spektrale Breite der Laserpulse
3. Ein Timing-Jitter in der Phasensynchronisation
4. Eine Flugzeitdifferenz aufgrund der Energieverteilung der emittierten Elektronen
5. Aufgrund von Raumladung kommt es bei zu großer Ladungsdichte zu einem Auseinanderdriften des Elektronenpulses auf dem Weg von der Kathode zum Phasenanalysator
6. Ein weiterer Faktor ist eine langsame temperaturbedingte Phasendrift. Sie hat wegen der langen Zeitkonstanten (Grad/Minute) keinen direkten Einfluss auf die Zeitauflösung, macht sich jedoch bei längeren Messzeiten (sehr kleine Ströme, Polarisationsmessung) störend bemerkbar

Aufgrund der Messungen von Peter Hartmann [4] wurden Antwortzeiten in der Nähe der apparativen Auflösung der Testquelle erwartet. Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit die oben genannten Faktoren eingehend untersucht. Die Ergebnisse führten im einzelnen entweder zu Änderungen an der Apparatur (mit dem Ziel der besseren Zeitauflösung) oder zu einer genaueren Festlegung des Arbeitspunktes. Die einzelnen Faktoren und die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Maßnahmen werden im Folgenden näher erläutert.

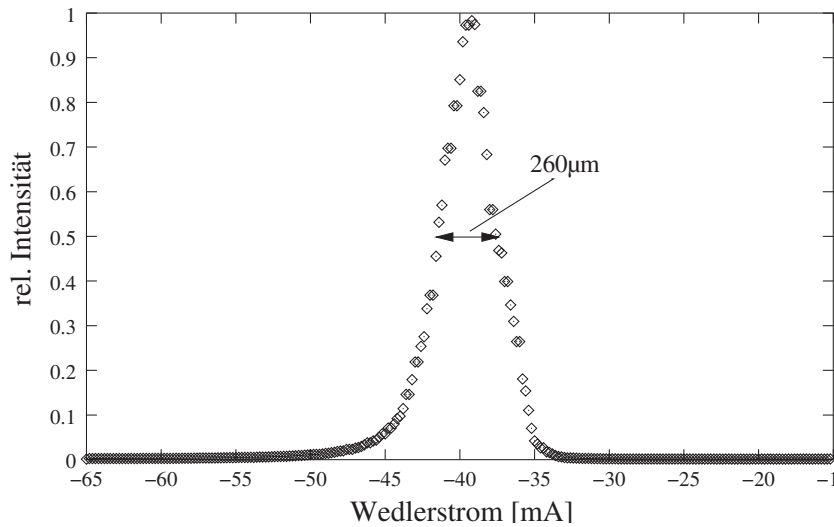


Abbildung 4.1: Faltung aus Elektronenstrahl und Schlitzeblende des Phasenanalysators. Die gemessenen Wedlerströme entsprechen einer Halbwertsbreite von $260\mu\text{m}$.

4.1 Geometrische Auflösung

Aufgrund der endlichen Ausdehnung von Schlitz und Elektronenstrahl ist die Auflösung des Phasenanalysators geometrisch durch die Weite der Schlitzeblende w , Strahlflecksgröße σ (rms) und Ablenkwinkel α begrenzt. Wie bereits in [4] erwähnt kann die geometrische Phasenauflösung über

$$\delta\Phi \approx \frac{\sqrt{\sigma^2 + \frac{w^2}{12}}}{L} \frac{180^\circ}{\pi \tan\alpha} \quad (4.1)$$

abgeschätzt werden.

Um die Größe des Elektronenstrahlflecks auf der Schlitzeblende zu ermitteln wurde mit Hilfe des Scanners (Abb. 3.2) die Eichung eines Wedlers vorgenommen. Über die Ablenkwinkel wurde dann der Strahlfleck mit der Schlitzeblende “abgetastet” und so der Radikant in Gleichung 4.1 ermittelt. Mit der gemessenen Halbwertsbreite (0.26 ± 0.026)mm, $w=20\mu\text{m}$, $\alpha=14.9\text{mrad}$ und dem Abstand Schlitz-Deflektor $L=1\text{m}$ errechnet sich eine geometrische Phasenauflösung von etwa $\delta\Phi \approx 1\text{ps}$ (rms).

4.2 Länge und spektrale Breite der Laserpulse

Da sich eine Änderung der Länge und Energiebreite der Laserpulse beim Transport durch den Lichtleiter limitierend auf die Messung auswirkt wurden Länge und spektrale Breite der Laserpulse untersucht. Hierzu wurde der Laserstrahl hinter der Faser aufgeteilt und gleichzeitig mit Autokorrelator und Spektrometer analysiert.

Die Veränderung von Pulsdauer und spektraler Breite wurde für verschiedene Leistungen ermittelt. Abbildung 4.2 zeigt die gemessenen Laserspektren a) und die zugehörigen Autokorrelationsfunktionen b). Es ist deutlich zu erkennen, dass bereits ab 20mW mittlerer eingekoppelter Leistung eine Veränderung des Spektrums durch Selbstphasenmodulation [47] und damit verbunden eine Verlängerung der Laserpulse auftritt. Die Seitenbänder entstehen vermutlich durch Raman-Streuung in der Faser [48]. Aufgrund der Dispersion D_λ kommt es in einer Glasfaser der Länge l nach

$$\Delta t = |D_\lambda| \Delta \lambda l \quad (4.2)$$

zu einer Verlängerung der Pulsdauer. Ein Laserpuls mit einer mittleren spektralen Breite von $\Delta \lambda \approx 10\text{nm}$ erfährt in einer Glasfaser mit $D_\lambda \approx 100\text{psnm}^{-1}\text{km}^{-1}$ (Quarzglas) und 1.2m Faserlänge eine Pulsverlängerung von $\Delta t \approx 1.2\text{ps}$.

Eine Bandbreite von 20nm bedeutet außerdem eine Energiebreite von etwa 44meV (bei einer Wellenlänge von 750nm), was deutlich über der Valenzbandaufspaltung von 23meV des ungestressten Superlattice (SL#7) liegt. Eine zeitaufgelöste Polarisationmessung würde also wegen der Energiebreite der Photonen und ihrer zeitlichen Verteilung verfälscht. Für die zeitaufgelöste Messung bedeutet dies eine Begrenzung der eingekoppelten mittleren Laserleistung auf $\leq 10\text{mW}$.

Prinzipiell wäre es möglich auf die Glasfaser zu verzichten und den Laserstrahl mittels eines Strahlführungssystems aus Spiegeln und Linsen zur Testquelle zu führen. Hierdurch würde die ursprüngliche Laserpulslänge von etwa 150fs beibehalten und die mittlere Leistung könnte erhöht werden. Beide Maßnahmen würden jedoch Raumladungseffekte begünstigen (vgl. Abschnitt 4.5) und die Zeitauflösung daher nicht wirklich verbessern. Außerdem ist für eine ortsfeste Abbildung ein thermisch und optisch sehr stabiler Aufbau notwendig, weshalb für diese Arbeit der Lichtleiter beibehalten und die mittlere Laserleistung auf $< 10\text{mW}$ begrenzt wurde. Im Verlauf der Arbeit zeigte sich, dass alle Messungen bei Laserleistungen unterhalb dieses Grenzwertes durchgeführt werden konnten.

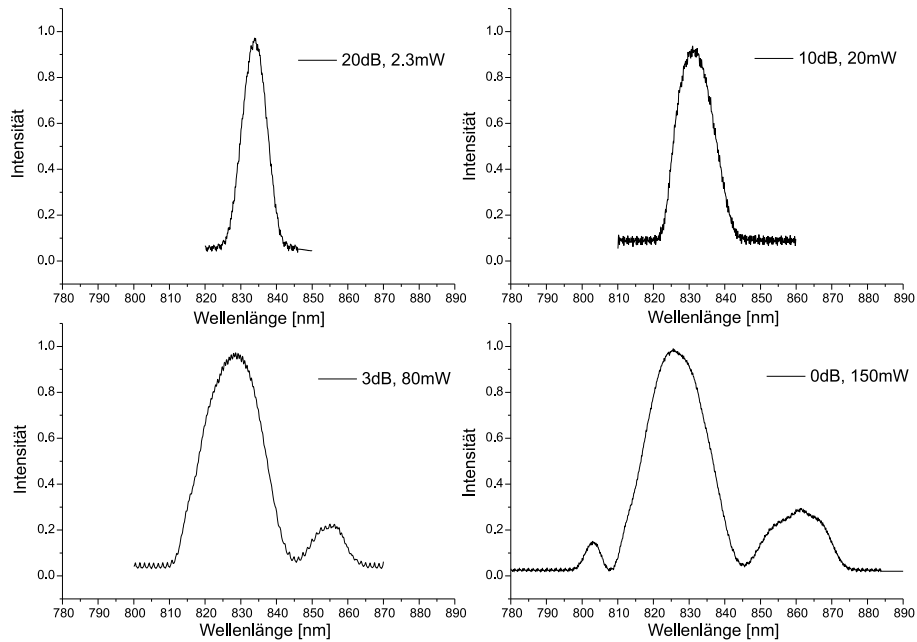
Für die meisten im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten zeitaufgelösten Messungen betrug die Laserpulslänge $(0.9 \pm 0.1)\text{ps}$.

4.3 Timing-Jitter

Bei aktiv synchronisierten Systemen kommt es aufgrund von Rauschen immer zu einem so genannten Timing-Jitter, d.h. zu Phasenschwankungen unterschiedlicher Frequenz zwischen Laser und Referenzsignal. Für das MIRA-Synchro-Lock System beträgt dieser Timing-Jitter laut Hersteller 2ps rms. Durch äußere Einflüsse wird der Jitter zusätzlich verstärkt.

a)

Laserspektren nach durchlaufen des Lichtleiters



b)

Autokorrelationsfunktionen nach durchlaufen der Faser

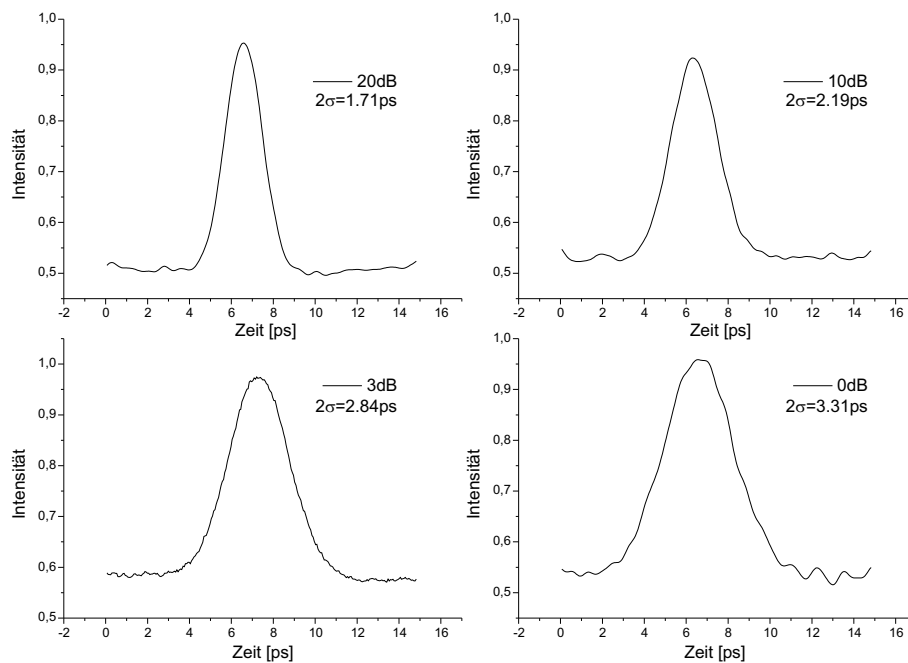


Abbildung 4.2: a) Nach dem Lichtleiter gemessene Laserspektren für verschiedene Laserleistungen. b) Die zugehörigen Autokorrelationsfunktionen. In den Plots sind jeweils die Dämpfung durch das Filterrad und die in die Faser eingekoppelte mittlere Leistung bzw. die Pulsdauer (FWHM) angegeben.

P. Hartmann konnte beim Aufbau der Testquelle bereits einige Ursachen für den Jitter identifizieren und eliminieren. Die beiden wichtigsten Punkte aus [3] seien hier kurz erwähnt:

- Nach Einsatz eines Festfrequenzsenders mit 200Hz Bandbreite, wie er auch als MAMI-Masteroszillator verwendet wird, konnte P. Hartmann eine wesentliche Verringerung des Jitters feststellen [3].
Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dann der MAMI-Master direkt als Referenzsender verwendet.
- Der Regelkolben des Deflektorresonators erzeugt Phasenschwankungen gegenüber der Klystronreferenz. Die Auskopplung des Referenzsignals direkt im Deflektor führte zu einer weiteren Verminderung des Phasenjitters.

Nach Durchführung dieser und anderer Maßnahmen wurde von P. Hartmann der Phasenjitter des Gesamtsystems über die Verteilung der Messwerte (mehrerer Messungen am selben Phasenwert) in der führenden Pulsflanke zu 3.7ps abgeschätzt [3].

Um den Timing-Jitter nochmals zu reduzieren wurden im Rahmen dieser Arbeit weitere Änderungen an Signalführung und Lasersystem vorgenommen:

- Bewegen der SMA-Kabel ¹ führt durch Änderung der elektrischen Eigenschaften zu einer Phasenverschiebung des Signals. Stärkere Vibrationen zum Beispiel in der Nähe von Pumpen können so zu einer Phasenmodulation des Referenzsignals führen. Aus diesem Grund wurden alle Leitungen zwischen Deflektor und Frequenzteiler durch stabilere CellFlex ²-Kabel und starre Verbindungen ersetzt. Abbildung 4.3a zeigt eine Messung nach der Tausch der Leitungen. Aus der Verteilung der Messwerte (Fehler des Mittelwerts) kann ein Phasenjitter von etwa 2ps abgeschätzt werden, was bereits eine deutliche Verbesserung zu [3] darstellt.
- Die Herstellerangabe von 2ps für den Timing-Jitter bezieht sich auf die Benutzung eines Argon-Ionenlasers als Pumplaser. Diskussionen mit dem Hersteller ergaben, dass durch Verwendung eines Pumplasers mit geringerem optischen Rauschen der Timing-Jitter wesentlich reduziert werden könnte. Aus diesem Grund wurden im Verlauf der Arbeit zwei diodengepumpte Nd:YVO Festkörperlaser von verschiedenen Herstellern ³ aufgebaut und getestet. Das optische Rauschen eines solchen Festkörperlasers ist gegenüber dem Argon-Ionenlaser um das Hundertfache unterdrückt.
Bereits die ersten Tests ergaben eine wesentliche Verbesserung der Phasenauflösung. Im Anschluss an die Tests wurde deshalb und wegen der Kompatibilität zum bereits vorhandenen System ein VERDI 5W Laser der Firma Coherent gekauft. Die Messung in Abbildung 4.3b ist in der heutigen Konfigu-

¹RG 142, HEW Kabel

²TM

³Spectra Physics MILLENNIA bzw. Coherent VERDI

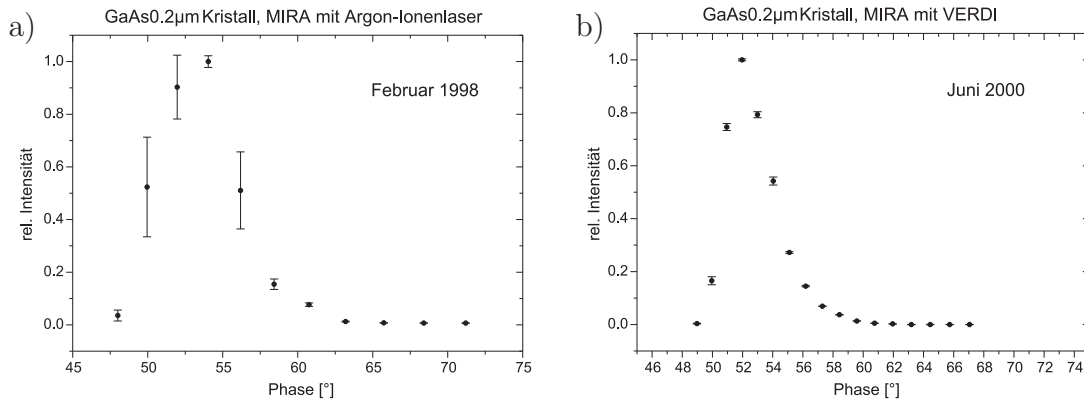


Abbildung 4.3: Elektronenpulse aus einem 200nm-GaAs Kristalls. a) Nach Ersetzen der HF-Signalführung. b) in der heutigen Konfiguration mit Festkörper-Pumplaser.

ration des Systems mit Festkörper-Pumplaser durchgeführt worden. Deutlich ist neben den kleineren Fehlerbalken die Verbesserung der minimal messbaren Pulsdauer zu erkennen. Die gemessene Halbwertsbreite hat sich von 5ps auf 2.5ps verringert. Eine Abschätzung des Jitters über den Messfehler ergäbe hier etwa 200fs rms.

Der ladungsempfindliche Verstärker des Faraday-Cups hat wegen der geforderten Empfindlichkeit (Messung kleiner Ströme) eine Integrationszeit von 1s. Folglich werden Stromänderungen durch jittern der Pulsflanke für höhere Frequenzen in der Amplitude unterdrückt und somit bei dieser Methode der Timing-Jitter zu klein abgeschätzt. Um den Timing-Jitter etwas genauer bestimmen zu können wurde eine Korrelationsmessung der bereits synchronisierten Laserpulse mit dem Referenzsignal durchgeführt. Hierzu wurden die Laserpulse mit einer schnellen Photodiode (25GHz Bandbreite, vgl. [49]) aufgenommen und mit dem Referenzsignal aus dem Deflektor verglichen. Abbildung 4.4 zeigt noch einmal das Schema der Phasensynchronisation. Zusätzlich eingezeichnet ist der Aufbau zur Messung des Phasenjitters. Aus dem von der schnellen Photodiode aufgenommenen Signal wurde die 32. Harmonische (2.4493GHz) herausgefiltert, nachverstärkt und zusammen mit dem Referenzsignal auf einen Mischer gegeben. Die spektrale Verteilung des Timing-Jitters wurde dann mit einem Spektrum-Analyzer bzw. über Fouriertransformation des Zeitsignals bestimmt. Aus der spektralen Dichte $S_J(f)$ kann der Timing-Jitter σ_J über

$$\sigma_J = \frac{T_R}{2\pi} \sqrt{2 \int_{f_1}^{f_h} 10^{S_J(f)} df} \quad (4.3)$$

berechnet werden [50][51][52]. T_R bezeichnet die Resonatorumlaufzeit, f_1 und f_h sind die Grenzen des Frequenzbandes für das der Jitter berechnet werden soll. Abbildung 4.5 zeigt die am MIRA gemessene spektrale Verteilung des Timing-Jitters. Nach 4.3

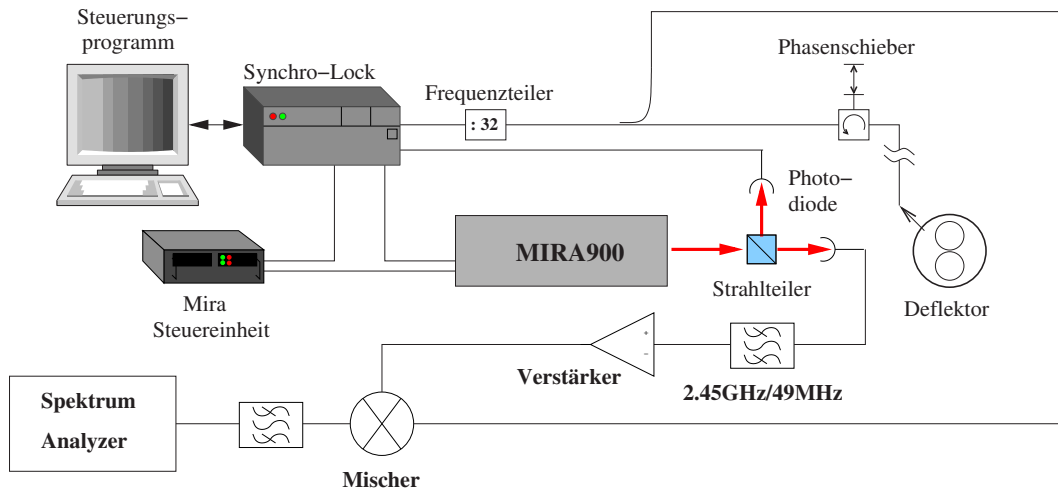


Abbildung 4.4: Schema der Phasensynchronisation mit Aufbau zur Messung des Phasenjitters.

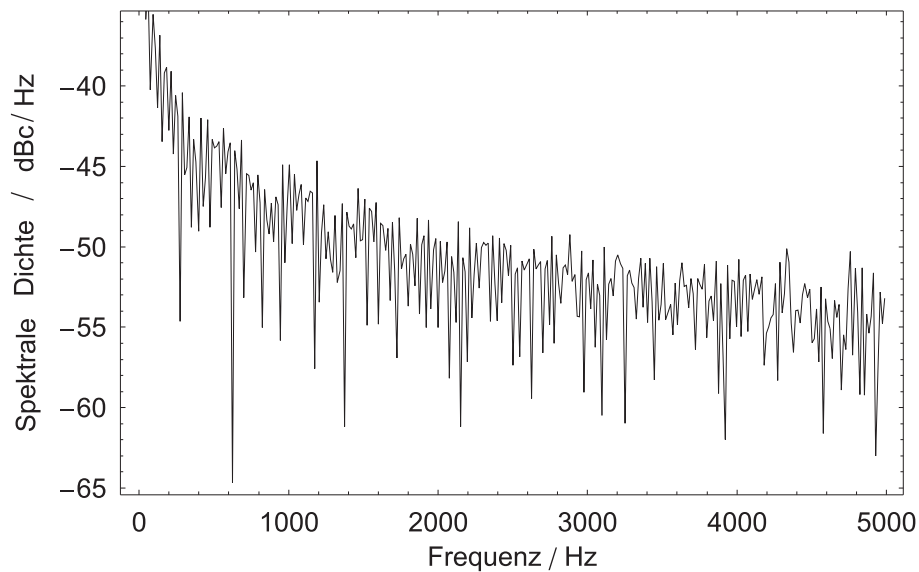


Abbildung 4.5: Spektrale Dichte des Timing-Jitters.

errechnet sich ein Jitter von $\sigma_J=240\text{fs}$ für den Frequenzbereich 50Hz-500Hz und $\sigma_J=78\text{fs}$ für den Frequenzbereich 500Hz-10kHz. Als untere Grenzfrequenz wurde hierbei die Integrationszeit des Analog-Digital-Converters von 20ms angesetzt. Setzt man aber richtigerweise die Integrationszeit des Messverstärkers von 1s als untere Grenzfrequenz an, so ergibt sich insgesamt ein Timing-Jitter von $(1.4 \pm 0.5)\text{ps}$.

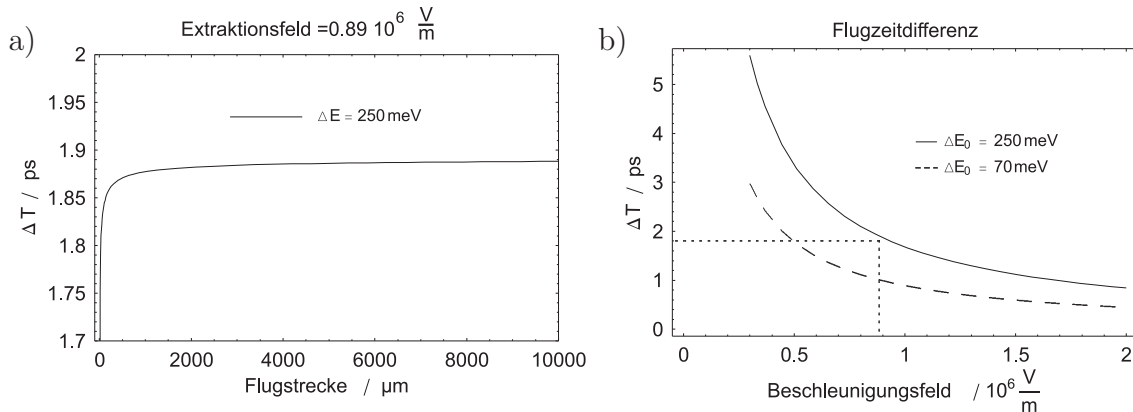


Abbildung 4.6: a) Berechnete Flugzeitdifferenz für den Abstand zur Photokathode. b) Berechnete Flugzeitdifferenz nach 10mm Flugstrecke abhängig vom Extraktionsfeld.

4.4 Flugzeitdifferenz und Energieverteilung der Elektronen

Die aus einer NEA-Photokathode emittierten Elektronen sind nicht monochromatisch sondern besitzen kinetische Energien, die von 0 meV bis zum Wert der negativen Elektronenaffinität reichen können [53][54]. Eine unterschiedliche kinetische Energie der Elektronen beim Austritt aus der NEA-Oberfläche führt jedoch beim Beschleunigungsprozess in der Kanone zu einer Flugzeitdifferenz, wodurch Elektronen mit verschiedenen kinetischen Energien zu unterschiedlichen Zeiten am Phasenanalysator ankommen.

Die Energieverteilung hängt stark von der Beschaffenheit der Halbleiterkathode und vom Zustand der Kristalloberfläche ab. So ist einerseits bei frisch aktivierter Kristalloberfläche (vgl. 2.4) die erreichbare Elektronenaffinität und damit die kinetische Energie der emittierten Elektronen stark von der Dotierung im Bereich der Oberfläche abhängig. Andererseits verringert sich mit zunehmenden Alterung der Aktivierungsschicht (Cs_xO_y) auch die NEA und damit die Verteilung der kinetischen Energie der Elektronen.

Die Flugzeitdifferenz kann für die in [54] angegebenen Energiebreiten $\Delta E=70 \text{ meV}$ und $\Delta E=250 \text{ meV}$ unter Annahme eines konstanten Beschleunigungsfeldes abgeschätzt werden. Abbildung 4.6a zeigt die berechnete Flugzeitdifferenz für einen Energieunterschied von 250 meV und ein Extraktionsfeld von 0.89 MV/m . In Abbildung 4.6b ist die Abhängigkeit der Flugzeitdifferenz vom Beschleunigungsfeld dargestellt.

Die Tatsache, dass die Elektronen hier energetisch "sortiert" werden, wird bei der Diskussion der Messergebnisse eine wesentliche Rolle spielen.

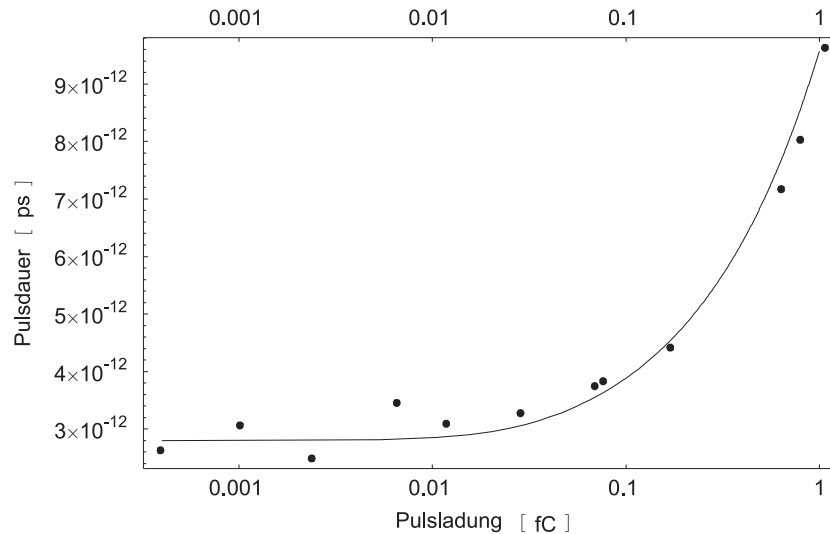


Abbildung 4.7: Punkte: Gemessene Pulslänge in Abhängigkeit von der Pulsladung. Durchgezogene Linie: Modellrechnung für Pulsverbreiterung aufgrund von Raumladung.

4.5 Raumladung

Bei zu hoher Ladungsdichte kommt es aufgrund von Raumladungseffekten zu einer Verbreiterung der Elektronenpulse auf dem Weg von der Kathode zum Phasenanalysator. In Abbildung 4.7 ist die Pulslänge in Abhängigkeit von der Pulsladung dargestellt. Bei den hier eingetragenen Punkten handelt es sich um Messwerte der Superlattice-Kathode SLSA#4. Die Pulsladungen sind Mittelwerte der Integration mit 76MHz Pulswiederholrate.

Reduziert man die Pulsladung unter einen bestimmten Grenzwert (hier 0,01fC), so hängt die Pulslänge nur noch wenig von der Pulsladung ab und die Verbreiterung des Elektronenpulses kann vernachlässigt werden. Da der Effekt von der Ladungsdichte abhängt variiert der Grenzwert mit der Pulslänge und somit mit auch mit dem Kristalltyp.

Um den Effekt besser abschätzen zu können wurde anhand einer einfachen Modellrechnung das longitudinale Auseinanderdriften von Punktladungen aufgrund elektrostatischer Abstoßung betrachtet. Transversale Effekte sowie die Beschleunigungsstrecke wurden in dieser Rechnung nicht berücksichtigt. Die durchgezogene Linie in Abbildung 4.7 zeigt das Ergebnis der Modellrechnung. Die Kurve wurde durch Variation der Anfangspulslänge an die Messwerte angepasst.

Um den Raumladungseffekt zu eliminieren wurde für jede Kathode die Pulsladung analog zur Messung in Abbildung 4.7 variiert. Die Extraktionszeit ergibt sich aus dem Bereich der Kurve, in dem die Pulslänge nicht mehr von der Pulsladung

abhängt.

4.6 Phasendrift

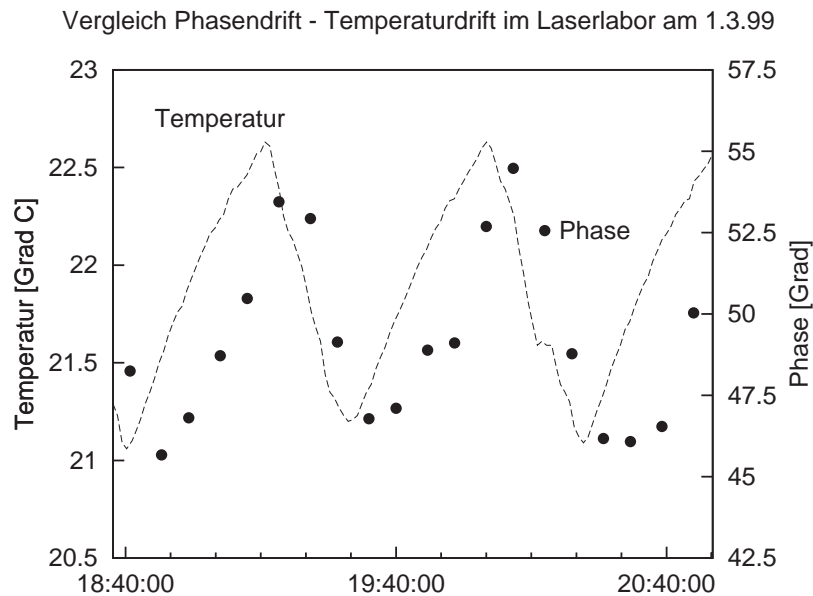


Abbildung 4.8: Gleichzeitige Messung von Phasenlage der Elektronenpulse und Raumtemperatur. Die Messung ergibt eine Drift von 5° in der Phase pro 1° Temperaturänderung.

Zusätzlich zum Phasenjitter wurde eine langsame Phasendrift von etwa 0.5° - 1° /min beobachtet, die sich besonders bei längeren Messzeiten bemerkbar macht. Hier wurde als Ursache eine Temperaturabhängigkeit der Signallaufzeiten und der Frequenzteilung ermittelt. Abbildung 4.8 zeigt einen Vergleich von Phasendrift und Raumtemperatur. Der Vergleich der beiden Messungen ergibt eine Phasendrift von etwa $5.7\text{ps}/^\circ\text{C}$.

Die Phasendrift relativ zur Deflektorhochfrequenz ist auf eine temperaturbedingte Änderung der Signallaufzeiten und der Phasenlage nach der Frequenzteilung zurückzuführen:

- Die ursprünglich verwendeten HF-Kabel vom Typ RG 142⁴ haben einen Temperaturkoeffizienten von $0.367^\circ\text{PhaseK}^{-1}\text{m}^{-1}$ [55]. Bei einer Kabellänge von etwa 12m ergibt sich eine Laufzeitänderung von $\sim 5\text{ps}/^\circ\text{K}$.

⁴Hersteller HEW Kabel

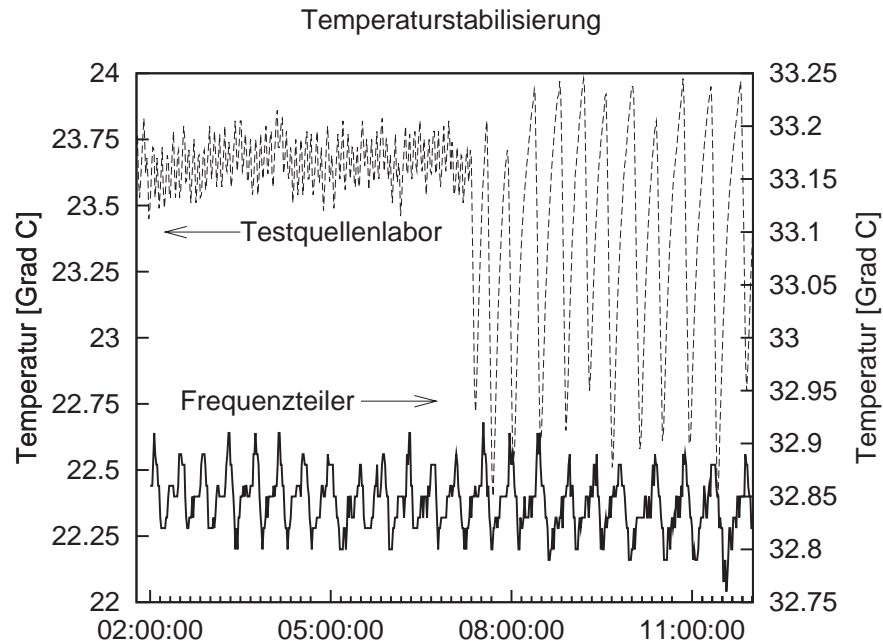


Abbildung 4.9: Temperatur von Testquellenraum und Frequenzteiler-Baustein nach erfolgter Temperaturstabilisierung. Deutlich ist die Erhöhung der Amplitude nach Umschalten der Klimaanlage zu erkennen. Der Frequenzteiler wird von dem zweiten Laserkühler ständig auf 0.1°C Amplitude gehalten.

- Mit den Längenausdehnungskoeffizienten von $23.8 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{K}$ für Aluminium und $\sim 16 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{K}$ für VA-Stahl ergibt sich durch Längenänderung der Strahlführung eine Laufzeitänderung von $0.5\text{ps}/^{\circ}\text{K}$.
- Bei einem Festfrequenzteiler wie er hier verwendet wird kommt üblicherweise ein einflankengetriggertes Flip-Flop zum Einsatz. Eine temperaturbedingte Änderung der Übertragungskennlinien der verwendeten Gatter führt zu einer Verschiebung des Triggerlevels und somit zu einer Änderung der Phasenlage. Bei dem durch 32 geteilten Signal ist die Änderung der Phasenlage entsprechend vervielfacht. Durch gezielte Temperaturänderung konnten Phasenänderungen von mehreren $^{\circ}\text{Phase}$ pro $^{\circ}\text{K}$ erzeugt werden.

Zur Verringerung der Temperatureffekte wurde neben dem Ersetzen der Leitungen (vgl. Abschnitt 4.3) eine Temperaturstabilisierung des Testquellenlabors und des Frequenzteilers realisiert. Eine erweiterte Kontrolleinheit der Klimaanlage erlaubt es die Amplitude der Raumtemperatur auf $0.2\text{-}0.3^{\circ}\text{C}$ zu begrenzen. Der Frequenzteiler wurde in ein Kupfergehäuse gefasst und mittels eines Kühlaggregats auf $\sim 0.1^{\circ}\text{C}$ stabil gehalten. Abbildung 4.9 zeigt Temperaturmessungen von Testquellenlabor und Frequenzteiler nach erfolgter Stabilisierung. Bei der Labortemperatur ist

deutlich das Abschalten der Stabilisierung am Ende der Messung zu erkennen. Die Temperaturkontrolle ist umschaltbar, um den Kompressor der Klimaanlage in den Messpausen nicht unnötig zu belasten.

4.7 Effektive Zeitauflösung

Nachdem wie in 4.5 gezeigt, durch geeignete Wahl der Pulsladung ein Verbreitern der Elektronenpulse durch Raumladungseffekte vermieden werden kann und die Phasendrift aufgrund der in 4.6 beschriebenen Temperaturstabilisierung vernachlässigt werden kann, ist die apparative Zeitauflösung im Wesentlichen durch drei Faktoren limitiert:

$$\delta t_{App} = \sqrt{\delta t_{Geometrie}^2 + \delta t_{Laserpuls}^2 + \delta t_{Jitter}^2} \quad (4.4)$$

Mit den im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Werten lässt sich die apparative Zeitauflösung abschätzen:

$$\delta t_{App} = (2.6 \pm 0.6)ps \quad (4.5)$$

Um die Zeitauflösung der Messung zu erhalten muss zur apparativen Zeitauflösung noch die Flugzeitdifferenz $\delta t_{Flugzeit}$ hinzugerechnet werden:

$$\delta t = \sqrt{\delta t_{App}^2 + \delta t_{Flugzeit}^2} \quad (4.6)$$

Aus Abbildung 4.6b lassen sich für die in [54] beschriebene Strained-Layer-Photokathode Flugzeitdifferenzen zwischen $\delta t_{Flugzeit}=0.8ps$ und $\delta t_{Flugzeit}=1.8ps$ ablesen, was eine Zeitauflösung der Messung zwischen $\delta t=2.2$ und $\delta t=3.7ps$ bedeuten würde. Die aufgefundene minimale Pulsantwortzeit von 2,3ps deutet darauf hin, dass der Beitrag des Phasenjitters eher am unteren Ende des Fehlerintervals liegt.

Kapitel 5

Ultrakurzzeit-Spektroskopie

Ziel der Untersuchungen war es, die Messungen von P. Hartmann [4] mit verbesserter Apparatur zu fortzuführen und Depolarisation auch für Elektronenpulse aus dünnen Schichten ($\leq 200\text{nm}$) nachzuweisen. Es sollte versucht werden, die aus Photolumineszenzmessungen bekannten Spinrelaxationszeiten im Elektronenpuls zu überprüfen. Weiterhin wurden in Zusammenarbeit mit der Nagoya University (Nagoya, Japan) neu entwickelte hochpolarisierte Superlattice-Photokathoden an der Testquelle vermessen um sie mit den zurzeit verwendeten Strained Layer Photokathoden vergleichen zu können. Da die Ergebnisse der Superlattice Photokathoden sich nicht wesentlich von denen der Strained Layer Kathoden unterscheiden wurde auf die Darstellung in diesem Kapitel verzichtet. Der Vollständigkeit halber sind die Messungen aber in Anhang A beschrieben.

Im Verlauf der Arbeit zeigte sich, dass die gemessene Pulsdauer der aus den dünnen Schichten emittierten Elektronenpulse mit verbesserter Zeitauflösung der Apparatur immer kürzer wurde. Mit der in 4.7 angegebenen Zeitauflösung war schließlich die ohne Neukonstruktion der Apparatur mögliche Messgenauigkeit erreicht. Die Übereinstimmung der gemessenen Pulsdauern mit der in Kapitel 4 abgeschätzten Zeitauflösung ließ vermuten, dass die tatsächliche Pulsdauer der Elektronenpulse deutlich kürzer sein müsste, was eine Interpretation der Messungen erschwerte. Aus diesem Grund wurde in Zusammenarbeit mit der St. Petersburg State Technical University zusätzlich zu den Messungen an hochpolarisierten dünnen Schichten die Pulsantwort von undeformierten GaAs-Photokathoden unterschiedlicher Schichtdicke und Dopingkonzentration vermessen. Anhand der hierbei gewonnenen Daten werden in diesem Kapitel Diffusionsprozess und Antwortzeit diskutiert.

Im Folgenden wird zunächst die Aktivierung der Photokathoden, d.h. das Erreichen der NEA, noch einmal kurz erläutert. Der Aktivierungsprozess ist einheitlich für alle untersuchten Photokathoden. Anschließend werden in Abschnitt 5.2 die an der Strained Layer GaAsP-Kathode durchgeführten Messungen diskutiert. Abschnitt 5.3 beschäftigt sich mit Messungen an Photokathoden unterschiedlicher

Schichtdicke und den Folgerungen für das Diffusionsmodell. Abschnitt 5.4 enthält schließlich eine Abschätzung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit auf der Basis der Messergebnisse. Die Messungen an Superlattice-Photokathoden von der Nagoya University werden in Anhang A beschrieben. Die Ergebnisse aus den Abschnitten 5.2, 5.3 und 5.4 wurden zusammen mit K. Aulenbacher im "Journal of Applied Physics" veröffentlicht [12].

5.1 Aktivierung der Photokathoden

Die Aktivierung der Photokathoden (vgl. 2.4.1) geschieht unter Ultrahochvakuum (UHV) in der seitlich an die Elektronenkanone angebrachten Präparationskammer (vgl. 3.3). Zur Reinigung der Oberfläche werden die Photokathoden langsam auf 580°C erhitzt und nach Erreichen der Temperatur für ca. 30 Minuten ausgeheizt. Nach dem Abkühlen wird dann eine etwa eine atomare Monolage dicke Schicht aus Cäsium und Sauerstoff adsorbiert [56]. Das Cäsium wird hierbei aus einem Dispenserschiffchen verdampft und der Sauerstoff aus einem Vorratsgefäß über ein Nadelventil zugegeben. Eine in der Präparationskammer angebrachte Ringanode erzeugt ein Extraktionsfeld an der Oberfläche der Photokathode. Während der Aktivierung wird mit einem Diodenlaser (598nm) Photoemission angeregt und der in die Photokathode nachfließende Elektronenstrom gemessen. Das Verhältnis zwischen Cs und O₂ wird auf maximalen Emissionsstrom bzw. Quanteneffizienz eingestellt. Die Aktivierung ist beendet, wenn die Quantenausbeute ihr Maximum erreicht hat und wieder zu sinken beginnt. Nach einer erfolgreichen Aktivierung wird die Photokathode mittels UHV-Manipulator in die Elektronenkanone transferiert.

5.2 Uniaxial deformierter GaAs_{0.95}P_{0.05}-Kristall

Der uniaxial deformierte (strained layer) GaAsP-Kristall ist der zurzeit in der Quelle polarisierter Elektronen am MAMI für Experimente mit hoher Elektronenstrahlpolarisation verwendete Kathodentyp [35][15][57]. Die am Joffe-Institut in St. Petersburg hergestellten Photokathoden dieses Typs können im c.w.-Betrieb eine Polarisation von über 80% bei einer Quanteneffizienz von 0.1-0.2% erreichen. Im Verlauf dieser Arbeit wurden verschiedene strained layer Photokathoden dieses Typs untersucht. Der Kristall anhand dessen die Ergebnisse dieser Untersuchungen hier dargestellt sind trägt die Bezeichnung X2153. Abbildung 5.1 zeigt den Aufbau einer solchen Photokathode.

Die oberste Lage ist eine As-Kappe. Sie dient zur Passivierung der Oberfläche und verdampft beim ersten Ausheizen. Darunter befindet sich die 150nm dicke "aktive" GaAs_{0.95}P_{0.05}-Lage, die auf eine 1000nm dicke GaAs_{0.7}P_{0.3}-Schicht epitaktisch aufgebracht ist. Darunter befindet sich ein Superlattice aus 10 Schichtpaaren um den Einfluss von Störstellen im GaAs-Substrat zu verringern. Zwischen Superlat-

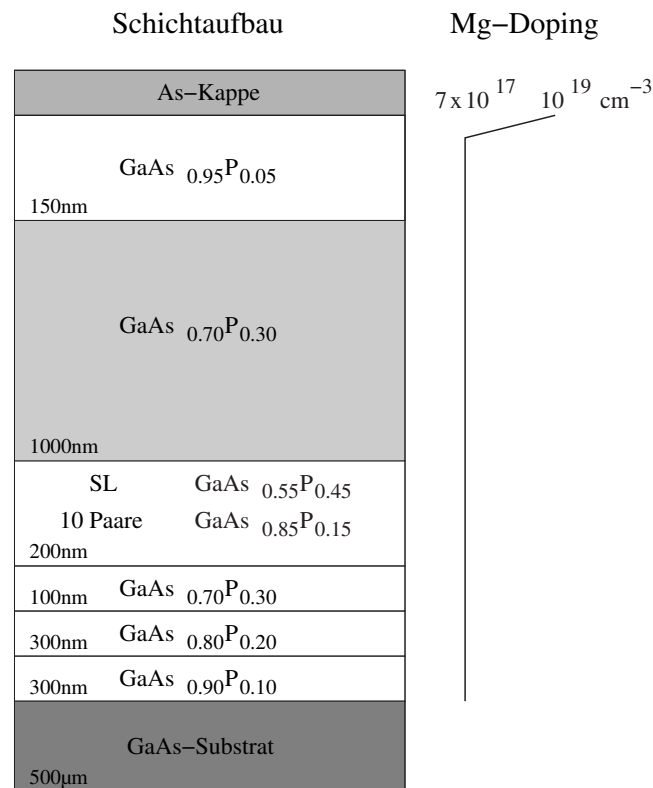


Abbildung 5.1: Schema des Schichtaufbaus eines uniaxial deformierten GaAsP-Kristalls vom Typ X2153 (siehe auch [58]).

tice und GaAs-Substrat bilden drei Lagen den Übergang zur gewünschten Gitterkonstanten (vgl. 2.2.1). Alle Schichten besitzen eine Mg-Dopingkonzentration von $7 \cdot 10^{17}$ Atomen/cm³. Nur an der Oberfläche GaAs_{0.95}P_{0.05}-Schicht befindet sich eine etwa 10nm dicke Lage mit einer erhöhten Dopingkonzentration von $1 \cdot 10^{19}$ Atomen/cm³. Dieses so genannte “Gradientendoping” soll einerseits eine hohe NEA an der Oberfläche ermöglichen und andererseits im Kristallvolumen die Anzahl der Streuzentren gering halten. Durch eine niedrige Anzahl an Streuzentren soll die Wahrscheinlichkeit einer Spinrelaxation durch den BAP-Prozess auf dem Weg der Elektronen zur Kristalloberfläche klein gehalten werden (vgl. 2.7).

5.2.1 Pulsantwort und Polarisationspektrum

Wie zu Anfang des Kapitels erwähnt, wurden mit zunehmender Verbesserung der Zeitauflösung der Testquelle auch die gemessenen Pulslängen immer kürzer. Abbildung 5.2 zeigt die Pulslänge der aus der Strained Layer Photokathode emittierten

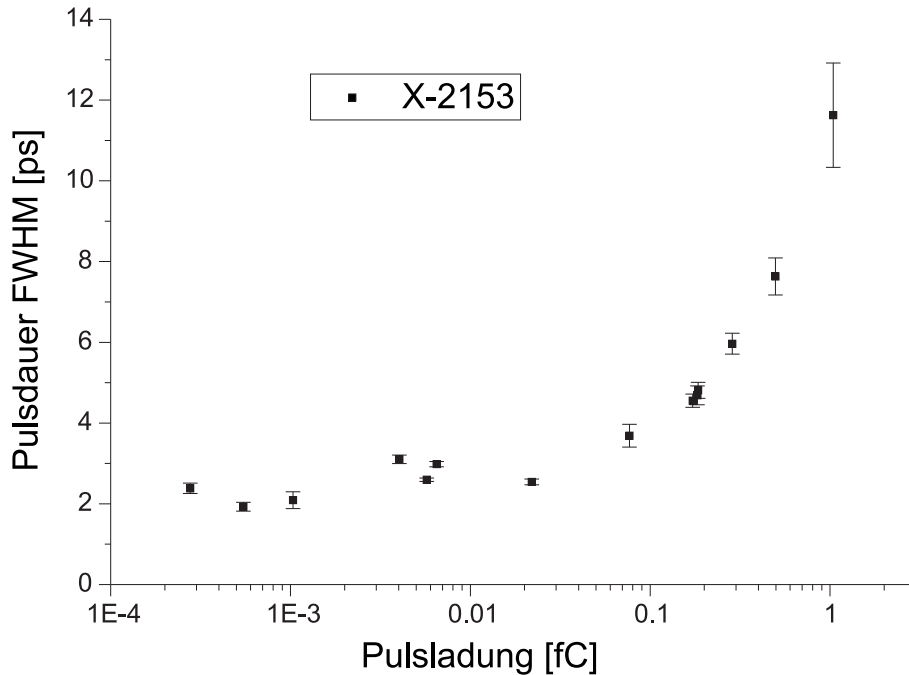


Abbildung 5.2: Pulslänge in Abhängigkeit von der Pulsladung

Elektronenpulse in Abhängigkeit von der Pulsladung. Die Pulslänge lässt sich zur Pulsladung 0 hin auf 2.4ps extrapolieren, was der in Abschnitt 4.7 abgeschätzten Zeitauflösung der Apparatur entspricht. Trotz der im Rahmen dieser Arbeit deutlich verbesserten Zeitauflösung von $\delta t \approx 5,5ps$ auf $\delta t \leq 2,4ps$ ist die tatsächliche Pulslänge nicht messbar. Immerhin kann die apparative Auflösung als Obergrenze der Antwortzeit der Strained Layer Photokathoden angegeben werden:

$$t_{response} \leq 2,4ps \quad (5.1)$$

Das Polarisationspektrum der X-2153 Photokathode ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Abgebildet sind der zeitliche Polarisations- sowie Intensitätsverlauf des im Phasenanalysators detektierten Elektronenpulses. Die Messpunkte bilden Mittelwerte aus mehreren Spektren wobei jedes Polarisationspektrum aus mindestens 20 Einzelmessungen besteht. Die eingezeichneten Fehlerbalken beziehen sich auf den statistischen Fehler der Mottmessung. Der statistische Fehler der Intensitäten fällt kleiner aus als die Größe der dargestellten Messpunkte. Der Fehler auf der Zeitachse wird sowohl für Intensität als auch für Polarisation von der apparativen Zeitauflösung dominiert. Zur Verdeutlichung ist in der Abbildung die in 4.7 abgeschätzte Zeitauflösung als einzelner Fehlerbalken eingetragen.

Aus der Messung ergibt sich eine Anfangspolarisation von etwa 85%, die über die

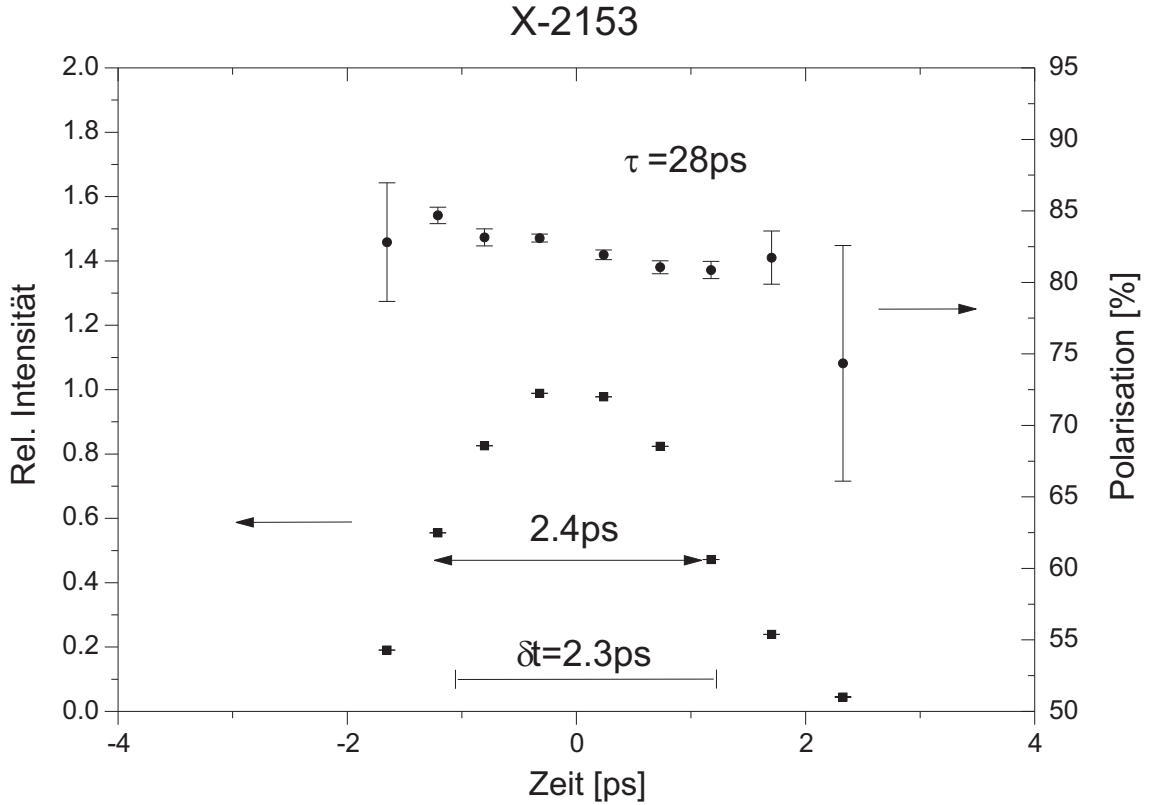


Abbildung 5.3: Polarisationspektrum von X-2153.

Pulsdauer auf etwa 78% abnimmt. In dem an der Testquelle gemessenen Polarisationspektrum ist also unter Berücksichtigung der Messfehler eine relative Abnahme der Polarisation um 4,5% in einem Zeitraum von 2,5ps zu erkennen. Weiterhin ist zu bemerken, dass die maximale im Puls gemessene Polarisation lediglich bei 85% liegt. Mit der Annahme 5.1 würde sich anhand der vorliegenden Resultate eine Depolarisationszeiten von $\tau \leq 30\text{ps}$ ergeben, was deutlich von den mittels zeitaufgelöster Photolumineszenzmessung (vgl. 2.7.4) an Strained Layer GaAs-Photokathoden ermittelten Spinrelaxationszeit abweicht. Diese werden z.B. bei [10] mit $\tau \approx 105\text{ps}$ angegeben.

Nimmt man die an der Depolarisation beteiligten Mechanismen als unabhängig an, so lässt sich die an den emittierten Elektronen gemessene mittlere Polarisation schreiben als:

$$P = P_0 \cdot K_t \cdot K_e \quad (5.2)$$

Hierbei beschreibt der Faktor K_t die Depolarisation während des Transports der Elektronen an die Kristalloberfläche und K_e die Depolarisation bei der Emission durch die Bandbiegungszone. In Abschnitt 2.7.3 wurde die mittlere Polarisation in

der Photoemission numerisch abgeschätzt. Aus Abbildung 2.13 kann man entnehmen, dass die mittlere Polarisation nach durchqueren einer 150nm dicken aktiven Schicht noch etwa $K_t \approx 0.99$ des Anfangswertes entspricht (Transportdepolarisation). Demnach wäre bei den hier untersuchten Photokathoden der größere Anteil an der Depolarisation dem Durchqueren der Bandbiegungszone (K_e) zuzuordnen. Die Photoemission aus einem NEA Strained-Layer Kristall kann demnach in Erweiterung von Spicer's 3-Stufenmodell als ein 5-Stufenprozess betrachtet werden [59], bestehend aus:

1. optischem Pumpen der Elektronen ins Leitungsband ¹
2. Diffusion der Elektronen an die Oberfläche
3. Einfang der Elektronen in der Bandbiegungszone
4. Energielaxation der Elektronen in dem durch die Bandbiegungszone geformten Potential
5. Austritt der Elektronen ins Vakuum

Für die an MAMI verwendeten hochpolarisierten Photokathoden wäre also der Hauptanteil an der Depolarisation in Stufe 4 zu suchen.

5.2.2 Polarisation und Energieverteilung

Eine Erklärung für das in Abbildung 5.3 dargestellte Polarisationspektrum könnte eine energiekorrelierte Depolarisation der Elektronen beim Durchqueren der Bandbiegungszone liefern. Wie in 4.4 beschrieben, werden die aus der Photokathode emittierten Elektronen im Beschleunigungsfeld der Elektronenkanone energetisch sortiert. Die im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen "zeitaufgelösten" Spektren stellen also eigentlich eine Faltung dar aus Antwortfunktion der Photokathode und Energieverteilung der Elektronen. 1983 veröffentlichten Kirschner et al. die ersten energiekorrelierten Polarisationsmessungen an NEA GaAsP Photokathoden [17]. Aufgrund der unterschiedlichen Beschaffenheit der Kathoden ([17] verwendeten undeformierte $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}$ Kristalle mit $5\mu\text{m}$ Schichtdicke) sind deren Ergebnisse nicht direkt auf die in dieser Arbeit untersuchten Photokathoden anwendbar. Die Existenz einer energiekorrelierten Depolarisation bei NEA GaAsP-Photokathoden konnte von [17] aber nachgewiesen werden. Auf dem "International Workshop on Polarized Sources And Targets" 1999 in Erlangen präsentierten Mamaev et al. energiekorrelierte Intensitäts- und Polarisationsmessungen an einer Strained Layer GaAs Photokathode [54]. Abbildung 5.4 zeigt eine solche auf dem Workshop präsentierte PEDC (Polarization versus Energy Distribution Curve). In

¹Betrachtung zur Depolarisation während des optischen Pumpens von Mamaev et al. [60, 54]. Die Autoren schätzen den Polarisationsverlust durch indirekte Übergänge (mit Beteiligung von Phononen) zu 4-6% ein.

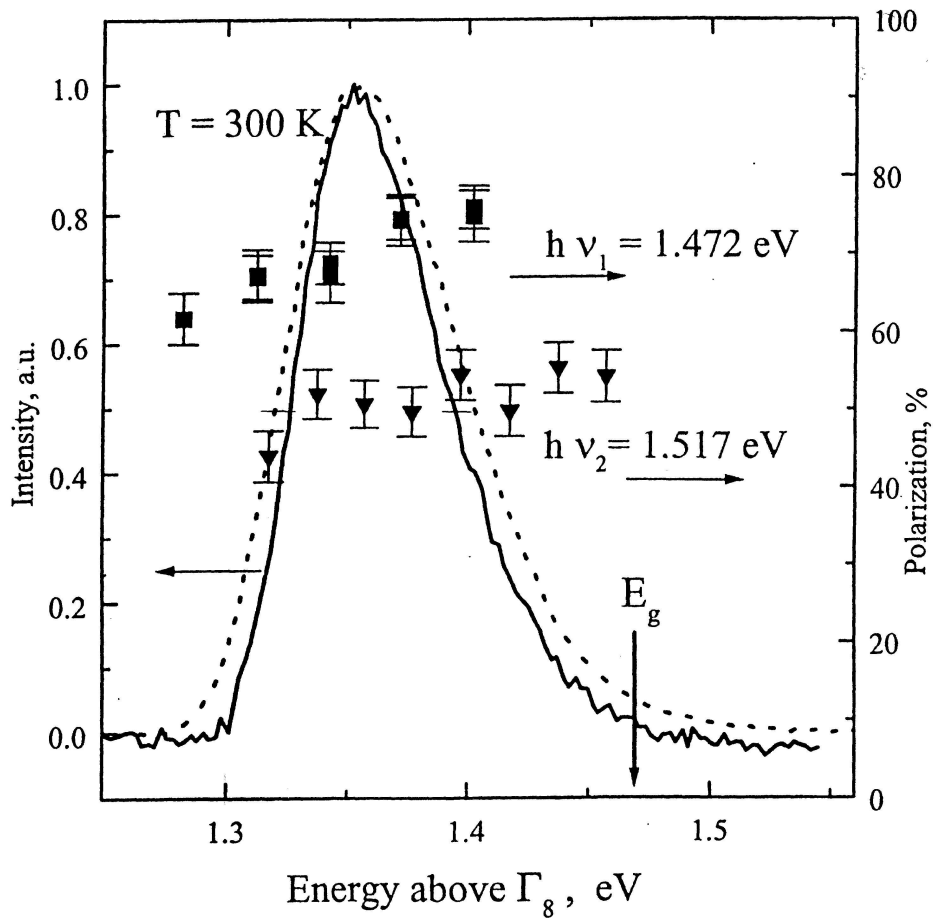


Abbildung 5.4: PEDC eines strained layer GaAs, gemessen von Y. Mamaev. Dargestellt sind Intensität (durchgezogene Kurve) und Polarisationswerte für zwei verschiedene Anregungsenergien (Quadrate und Dreiecke). Die Energiewerte beziehen sich auf das höchste Valenzbandniveau Γ_8 (vgl. 2.1).

der PEDC sind Elektronenpolarisation und relative Intensität in Abhängigkeit von der Elektronenenergie dargestellt. Die niedrigste in einer solchen Verteilung vorkommende Energie ist durch die Aktivierung und den anschließenden Alterungsprozess, d.h. durch die NEA, begrenzt. Der größte mögliche Energiewert entspricht der ballistischen Emission von Elektronen, die aus den obersten Valenzbandniveaus ins Leitungsband gepumpt wurden. Die angegebenen Energiewerte beziehen sich auf das Valenzbandmaximum Γ_8 (vgl. 2.1).

Die für die Messungen in [54] verwendete Photokathode ist in Bezug auf die Dicke der aktiven Schicht, deren uniaxiale Deformation und die Dopingkonzentration gut

vergleichbar mit den an MAMI verwendeten Strained Layer Photokathoden. Die Photokathode in [54] wurde ebenfalls am Joffe-Institut in St. Petersburg hergestellt. Im nachfolgenden Abschnitt soll nun gezeigt werden, dass sich der Verlauf der Polarisation in Abbildung 5.3 mit Hilfe der Ergebnisse aus [54] (Abb. 5.4) und den im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse über die Testquelle rekonstruieren lässt.

5.2.3 Scheinbare Transportdepolarisation im Strained Layer

Unter der Annahme, dass das Energiespektrum in Abbildung 5.4 für die gegebenen Strained Layer NEA-Photokathoden in etwa vergleichbar ist, lassen sich die Verteilung der Energie, sowie zugehörige Intensität $I(E)$ und Polarisation $P(E)$ extrahieren. Durch die Flugzeitdifferenz in der Testquelle, die von der Energie der Elektronen beim Austritt aus der Kristalloberfläche abhängt, werden die Verteilungen in $I(t(E))$ und $P(t(E))$ transformiert. Der Beitrag der Diffusion im Kristall über Schichtdicke d und Diffusionskonstante D , sowie die apparative Auflösung δt , führen bei Messungen mit der Testquelle schließlich zu Spektren der Form $I(t(E), \delta t, d, D)$ und $P(t(E), \delta t, d, D)$. Sind die Verteilungen $I(t(E))$ und $P(t(E))$ bekannt, so kann man Diffusionseffekt und apparative Auflösung durch Faltung bestimmen.

Die aus der Kurve für $E_{gap}=1.472\text{eV}$ in Abbildung 5.4 abgelesenen Werte sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. In der Abbildung ist zu erkennen, dass einerseits al-

E_{kin}	$I(E)$	$P(E)$
0 meV	0,05	63%
32 meV	0,2	68%
63 meV	0,7	68%
89 meV	0,8	73%
126 meV	0,4	75%

Tabelle 5.1: Aus Abb. 5.4 extrahierte Werte für $I(E)$ und $P(E)$.

le Elektronen mindestens 66meV bezüglich E_{gap} verloren haben und andererseits Elektronen mit dem größten Energieverlust (hier 170meV) eben auch die niedrigste Polarisation aufweisen. Für die folgende Abschätzung wurde der Punkt mit der niedrigsten Polarisation als Nullpunkt der Energieskala gewählt. Nach 4.4 kann die Energiedifferenz in eine Flugzeitdifferenz umgerechnet werden. Die daraus resultierende relative Ankunftszeit t_{Cav} am Deflektorcavity sowie $I(t(E))$ und $P(t(E))$ sind in Tabelle 5.2 dargestellt. Den Elektronen mit der größten kinetischen Energie wurde

hierbei der Nullpunkt der Zeitskala zugeordnet. Die Verteilungen aus Tabelle 5.2

E_{kin}	t_{Cav}	$I(t(E))$	$P(t(E))$
126 meV	0 ps	0,4	1
89 meV	0,21 ps	0,8	0,97
63 meV	0,4 ps	0,7	0,91
32 meV	0,6 ps	0,2	0,91
0 meV	1,32 ps	0,05	0,84

Tabelle 5.2: Spektren $I(t(E))$ und $P(t(E))$.

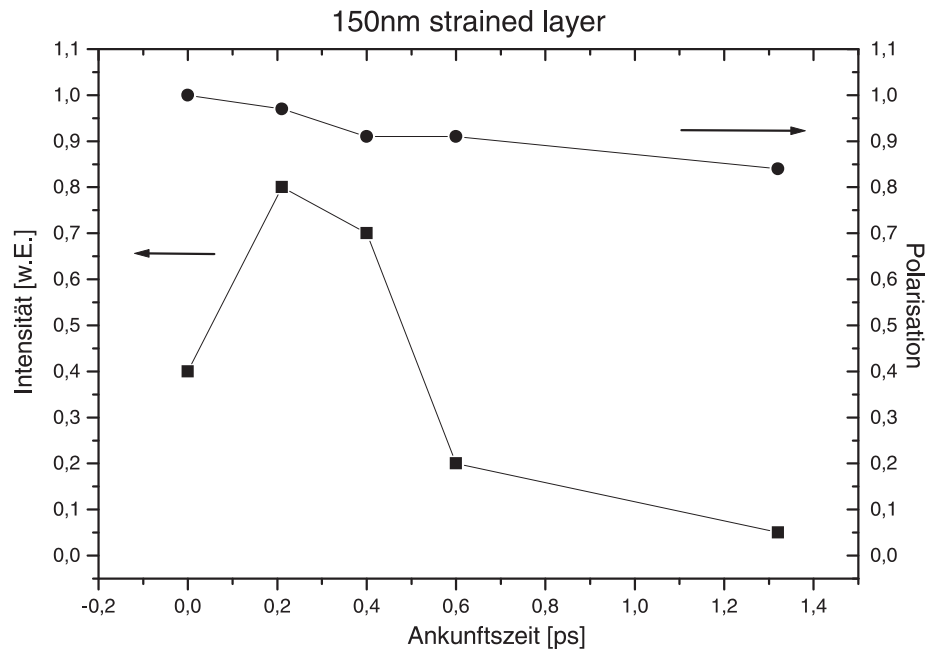


Abbildung 5.5: Kurven $I(t(E))$ und $P(t(E))$ aus Tabelle 5.2.

sind in Abbildung 5.5 nochmals graphisch aufgetragen. Aus der Energieverteilung der Elektronen beim Austritt aus der Kristalloberfläche entsteht also durch die Messung an der Testquelle eine zeitliche Verteilung, die bereits wie ein Elektronenpuls aussieht. Wenn man nicht weiß, wie die Kurve zustande gekommen ist, wird man fälschlicherweise eine Depolarisation von 10% in 1,3ps annehmen.

Als nächstes sollen die Diffusion und eine apparative Auflösung von 2,0ps einge-

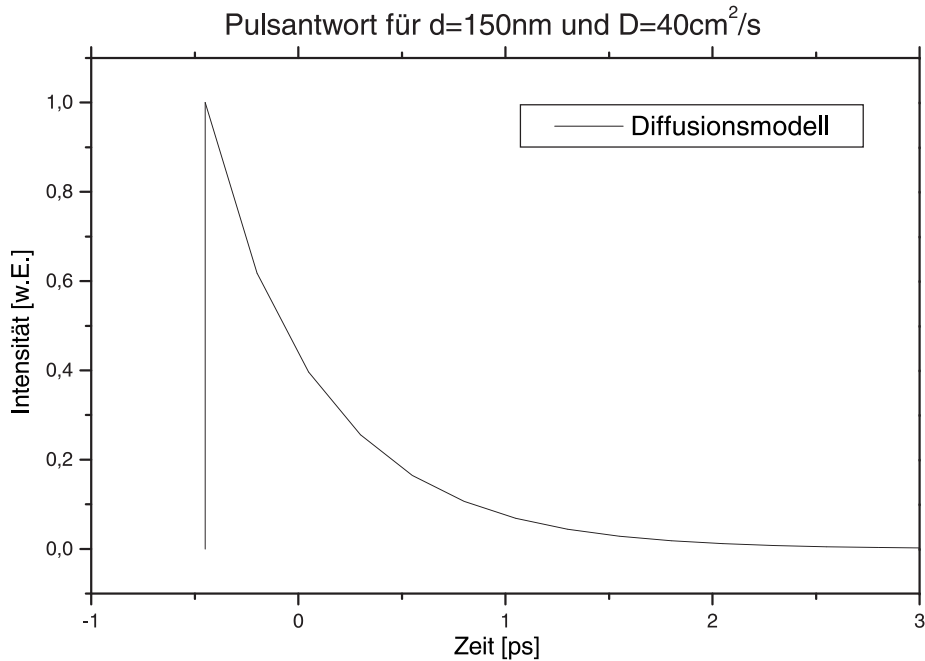


Abbildung 5.6: Nach dem Diffusionsmodell berechnete Pulsantwort für Schichtdicke $d=150\text{nm}$ und Diffusionskonstante $D=40\text{cm}^2/\text{s}$ (ohne Berücksichtigung der experimentellen Auflösung).

schaltet werden. Dazu wurde die Pulsantwort eines 150nm dicken Epilayers mit Hilfe des Diffusionsmodells (vgl. 2.6) berechnet. Die Simulation der Pulsantwort ist in Abbildung 5.6 zu sehen. Die für die Berechnung verwendete Diffusionskonstante $D=40\text{cm}^2/\text{s}$ resultiert aus Messungen an Photokathoden unterschiedlicher Schichtdicken, die in Kapitel 5.3 beschrieben werden. Als Simulation der apparativen Auflösung dient eine 2ps breite Gaussverteilung.

Die aus Abbildung 5.5 extrahierten Werte für $I(t(E))$ und $P(t(E))$ werden nun nacheinander mit Kurve 5.6 gefaltet. Basierend auf Abschnitt 2.7.3 wird hierbei die Transportdepolarisation während der Diffusion als vernachlässigbar angenommen. Wird anschließend noch mit der als gaussförmig angenommenen experimentellen Auflösung gefaltet, erhält man die Verteilungen $I(t(E), \delta t, d, D)$ und $P(t(E), \delta t, d, D)$. Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Eingezeichnet sind die Simulationsergebnisse, die Messdaten aus Abbildung 5.3 und zum Vergleich die Pulsantwort aus dem Diffusionsmodell. Das Maximum der Intensität dient hierbei als Referenz für die Normierung der Daten, sowie als Nullpunkt der Zeitskala.

Die Verteilung der Intensität lässt leider keine Schlussfolgerung zu, da sie im wesentlichen durch die apparative Auflösung dominiert wird. Der starke Abwärtstrend der Polarisation bei positiven Zeiten ist ebenfalls mit Vorsicht zu bewerten. Hier können als Ursache unterschätzte Intensitätswerte bei Extraktion der Daten aus

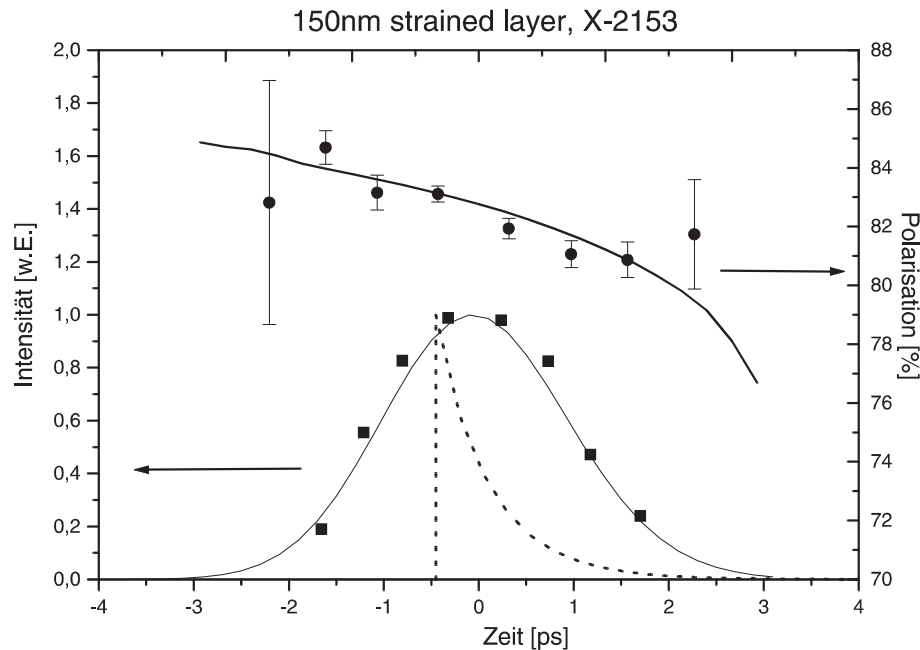


Abbildung 5.7: Aus Tabelle 5.2 berechnetes Intensitäts- und Polarisationspektrum unter Berücksichtigung von Diffusionseffekt und apparativer Auflösung der Testquelle. Die durchgezogenen Linien entsprechen den Verteilungen $I(t(E), \delta t, d, D)$ und $P(t(E), \delta t, d, D)$, wie sie aus der Simulation hervorgehen. Die Messdaten (aus Abb. 5.3) sind als Datenpunkte eingezeichnet. Zum Vergleich ist die nach dem Diffusionsmodell berechnete Pulsantwort gestrichelt dargestellt.

Abbildung 5.4 oder Artefakte aus der numerischen Faltung in Frage kommen. Im Zeitbereich der Polarisationsmessung kann man jedoch von einer akzeptablen Übereinstimmung zwischen Simulation und Messdaten ausgehen. Damit sind die Daten konsistent mit der Annahme, dass die bei Messungen an der Testquelle an der Strained Layer $\text{GaAs}_{0,95}\text{P}_{0,05}$ -Photokathode beobachtete Depolarisation hauptsächlich auf eine Energiekorrelierte Depolarisation beim Durchqueren der Bandbiegungszone zurückzuführen ist.

5.3 Photokathoden unterschiedlicher Schichtdicke

Um trotz der limitierten Zeitauflösung eine Aussage über Diffusion und zu erwartende Antwortzeiten zu versuchen wurden Antwortzeiten von Photokathoden unterschiedlicher Schichtdicke gemessen. Da hierbei der Prozess der Photoemission selbst und nicht die Depolarisation untersucht werden sollte, wird in diesem Abschnitt auf die Darstellung von Polarisationsmessungen verzichtet. Die Messungen wurden mit Unterstützung durch Mitarbeiter der St. Petersburg State Technical University (SPTU), an der Testquelle durchgeführt. Alle für diese Untersuchung verwendete-

ten Photokathoden wurden am Joffe Institut in St. Petersburg mit MOCVD² bzw. MBE³-Methode hergestellt und uns von der SPTU zur Verfügung gestellt.

Um Einflüsse durch die besondere Beschaffenheit hochpolarisierter Photokathoden wie Strained Layer oder Superlattice zu vermeiden, wurden hier einfache GaAs-Photokathoden verwendet. Bereits vorhanden waren die in [3] untersuchten GaAs-Photokathoden mit Schichtdicken von 200nm und 400nm. Beide sind mit MOCVD-Technik hergestellt und haben eine Dopingkonzentration von etwa $4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ in der aktiven Schicht. Die aktive Schicht ist bei diesen Kristallen auf einer 300-500nm dicken Pufferlage GaAs aufgewachsen. Diese Pufferschicht enthält eine geringere Dopingkonzentration als die aktive Schicht und hat somit ein niedrigeres Leitungsbandniveau. Abbildung 5.8 zeigt schematisch die relative Lage der Energieniveaus.

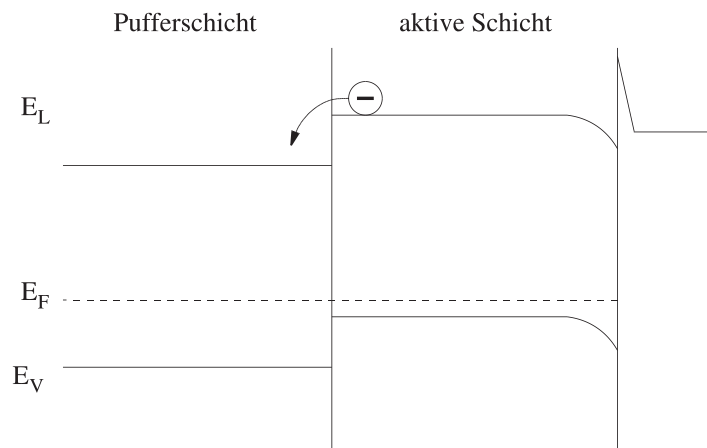


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung der Energiebänder für die in [3] verwendeten GaAs-Photokathoden.

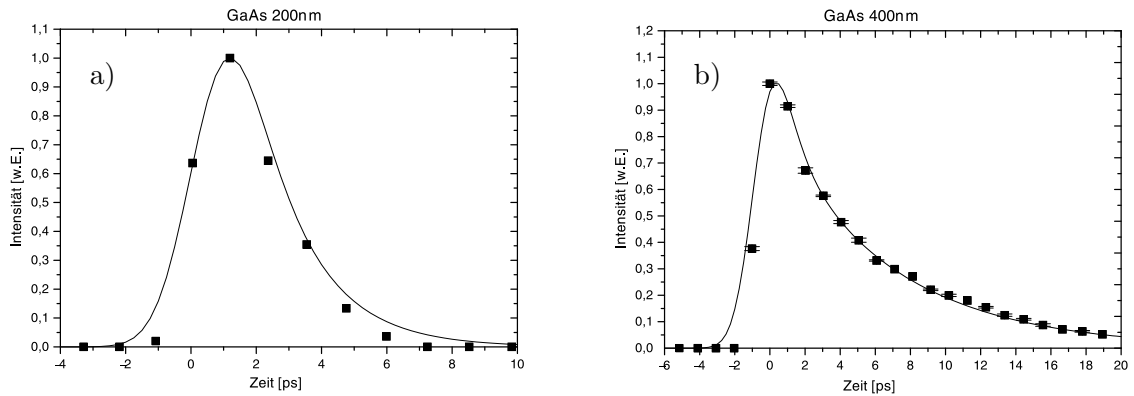
Leitungsbandelektronen können also von der aktiven Schicht in die Pufferschicht “abfließen”, der umgekehrte Weg ist wegen der Potentialstufe nicht möglich. Auf diese Weise ist sichergestellt, dass keine Leitungsbandelektronen an der Grenzschicht zum Pufferlayer reflektiert werden und so die Antwortzeit “künstlich” verlängern.

Beide Photokathoden wurden erneut an der Testquelle mit der zu [3] verbesserten Zeitauflösung vermessen. Die Abbildungen 5.9a und 5.9b zeigen Pulsantworten der beiden Kathoden. Bei der 400nm Schicht ist bereits deutlich eine durch Diffusion geformte Pulsflanke zu erkennen. Auch bei der 200nm Schicht kann man eine Asymmetrie in der Pulsform erkennen. Das Intensitätsprofil ist hier also nicht mehr vollständig von der apparativen Auflösung dominiert. Die Schichtdicke, bei der die Antwortzeit der Photokathode der Zeitauflösung entspricht, kann also etwa bei

²Metal-Organic Chemical Vapor Deposition

³Molecular Beam Epitaxy

GaAs-Photokathoden mit homogener Dopingkonzentration:



GaAs-Photokathoden mit Dopinggradienten:

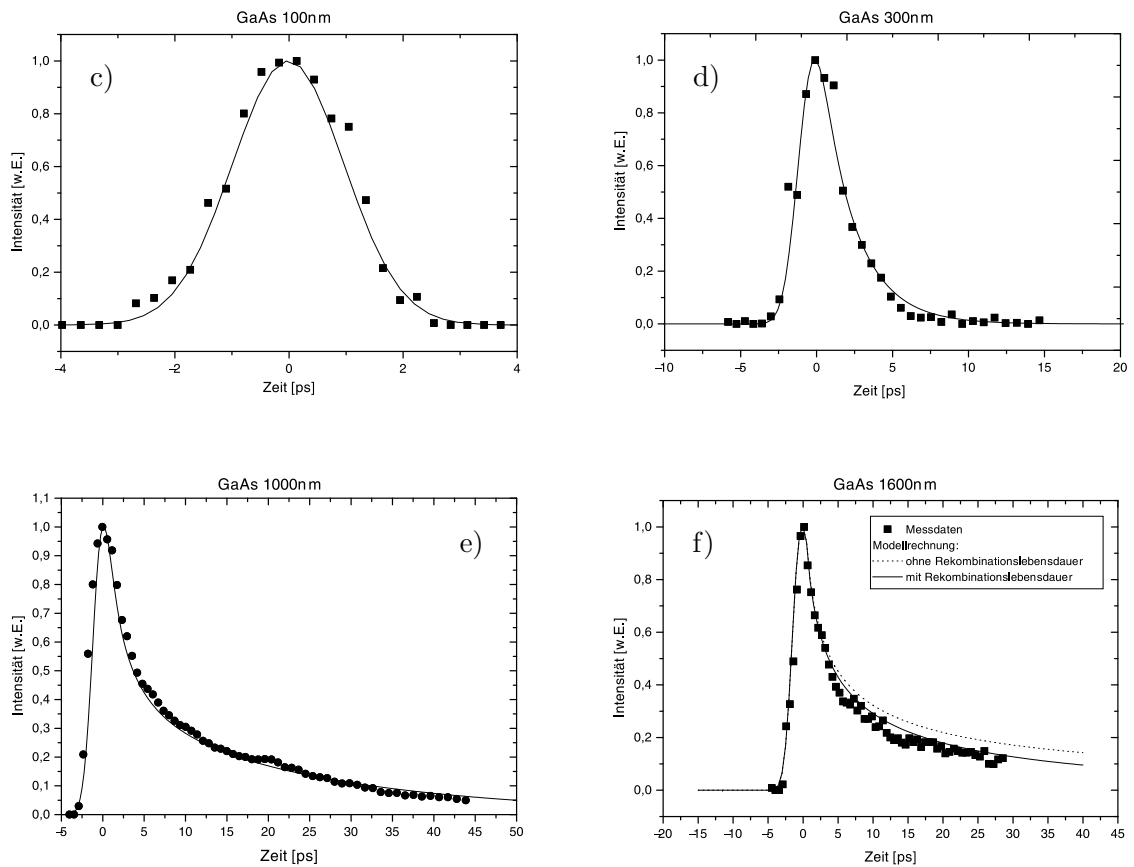


Abbildung 5.9: Gemessene Pulsantwort von undefor mierten GaAs-Photokathoden. In Abbildung f) sind zum Vergleich die Modellrechnung mit und ohne Ber ucksichtigung einer Rekombinationslebensdauer von $\tau_{Rekombination}=100\text{ps}$ eingezeichnet. F u r die d u n n e n Schichten ist der Einfluss des Rekombinationsterms vernachl a s s i g b a r.

200nm vermutet werden. Für die weiteren Untersuchungen wurden am Joffe Institut Photokathoden mit den Schichtdicken 100nm, 300nm, 1000nm und 1600nm hergestellt. Um besser mit den Strained Layer Photokathoden vergleichen zu können, haben diese Kristalle denselben Gradienten in der Dopingkonzentration wie die Kristalle des Typs X-2153. Sie beträgt im Kristall $7 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ und 10^{19}cm^{-3} an der Oberfläche (vgl. Abb. 5.1). Bei diesen Photokathoden wurde die aktive Schicht jeweils mit MBE-Technik auf intrinsisches GaAs-Substrat aufgebracht. Das Leitungsbandniveau der aktiven Schicht liegt daher ebenfalls höher als das des GaAs-Substrats. Für die Leitungsbandelektronen bestehen also ebenfalls die in Abbildung 5.8 dargestellten Bedingungen. Pulsantworten dieser Photokathoden sind in den Abbildungen 5.9c-f dargestellt.

An die Messdaten wurden die mittels Diffusionsmodell (vgl. 2.6) berechneten Pulsantworten angepasst. Die Absorptionskonstante von GaAs bei einer Lichtwellenlänge von 850nm wurde mit $\alpha = 7 \cdot 10^3 \text{cm}^{-1}$ angesetzt. Als Zeitauflösung wurde für alle Photokathoden $\tau_{min} = 2,3 \text{ps}$ gewählt. Die Diffusionskonstante diente als Fitparameter für die Anpassung. Hierbei muss allerdings die Diffusionskonstante nach der Dopingkonzentration unterschieden werden. Als weitere Randbedingung wurde angenommen, dass die Ladungsdichte an beiden Grenzschichten verschwindet. Für jede

Kathode	Schichtdicke d[nm]	$t_{1/2}$		t_f		t_{90}	
		exp	modell	exp	modell	exp	modell
GaAs m. grad. Dop.	100	2,4	2,3	2,1	2,1	3,3±0,7	3,0
	300	3,6	3,7	5,6	5,7	6,6±1,0	6,9
	1000	6,0	5,3	31	28	43±5,0	43
	1600	5,1	5,3	30	33	76±11	76
GaAs m. hom. Dop.	200	3,0	3,3	4,2	4,6	4,6±0,7	5,8
	400	4,9	5,3	16	15	15±2,0	14
Strained GaAsP	150	2,4	2,3	2,5	3,1	2,6±1,0	3,1

Tabelle 5.3: Wertetabelle für $t_{1/2}$, t_f und t_{90} .

Photokathode wurden aus den Messdaten die folgenden Werte ermittelt:

- Die Halbwertsbreite $t_{1/2}$
- Die Zeit t_f in der die Intensität auf 10% des Maximalwertes abgefallen ist
- Das Zeitintervall t_{90} in dem 90% der Pulsladung enthalten sind

Hierbei war für die beiden Schichtdicken 1000nm und 1600nm eine Extrapolation der Pulsantwort mit dem Diffusionsmodell notwendig. Wegen des begrenzten Phasenhubs des Phasenanalysators (vgl. 3.1) konnte nicht der komplette "Diffusions-schweif" ausgemessen werden. Dieser enthält bei den dicken Schichten aber einen nicht vernachlässigbaren Anteil der Pulsladung. Die Abbildungen 5.9e und 5.9f zeigen die beiden Pulsantworten für 1000nm und 1600nm Schichtdicke. Abbildung 5.9f zeigt zusätzlich einen Vergleich zwischen Modellrechnungen mit und ohne Berücksichtigung einer Rekombinationslebensdauer. Für die Anpassung an die Messdaten war hier die Einführung einer Rekombinationslebensdauer von $\tau_{Rekombination} \approx 100ps$ notwendig. Mithilfe des Rekombinationsterms lässt sich der Pulsverlauf durch das Diffusionsmodell wieder hinreichend gut beschreiben. Die Rekombinationslebensdauer in Anwesenheit von Störstellen sollte im Bereich von einigen Nanosekunden liegen. In dünnen Schichten kann eine kürzere Lebensdauer aber auch durch Rekombination an den Grenzflächen begründet sein. Für Strained-Layer GaAs Photokathoden mit einer Schichtdicke von etwa 200nm und einer Dopingkonzentration von $5 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ wird zum Beispiel bei [10] eine Lebensdauer der Leitungsbandelektronen von $\tau = 45ps$ angegeben.

Die für $t_{1/2}$, t_f und t_{90} ermittelten Werte sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Die gemessenen Pulsparameter lassen sich mit einer Genauigkeit von etwa 10% reproduzieren. Die angegebenen Modellparameter beziehen sich auf die Ergebnisse der Anpassung, d.h. es ist die Zeitauflösung $\tau_{min} = 2,3ps$ eingerechnet. In Abbildung 5.10 sind die Werte für $\sqrt{t_{90}}$ über der Schichtdicke noch einmal graphisch dargestellt. Die durchgezogenen Linien zeigen das Ergebnis der Modellrechnung für eine minimale Emissionszeit von $\tau_{min} = 2,3ps$. Die gestrichelten Linien entsprechen der Modellrechnung bei unendlich guter Zeitauflösung, d.h. $\tau_{min} = 0ps$. Die beste Anpassung des Diffusionsmodells an die Messdaten erhält man mit den Diffusionskonstanten:

Doping	D [cm^2/s]	Dopingkonzentration
grad	40	$7 \cdot 10^{17} cm^{-3}$
hom	24	$4 \cdot 10^{18} cm^{-3}$

Setzt man Diffusion als Transportprozess voraus, so müsste nach 2.22 die mittlere Emissionszeit und damit t_{90} proportional mit d^2 ansteigen ($t_{90} \approx 2,8 \cdot \langle t \rangle$). Für die Schichtdicken 200nm-1000nm ist das auch annähernd erfüllt. Die Abweichung für Schichtdicken kleiner 200nm lässt sich durch die limitierte Zeitauflösung der Apparatur erklären. An der Zeitauflösung scheitert auch die Suche nach einem ballistisch-diffusiven Übergang. Die Frage, wann zu dünneren Schichten hin ballistische Elektronenbewegung überwiegt und die Kurve in Abbildung 5.10 von der

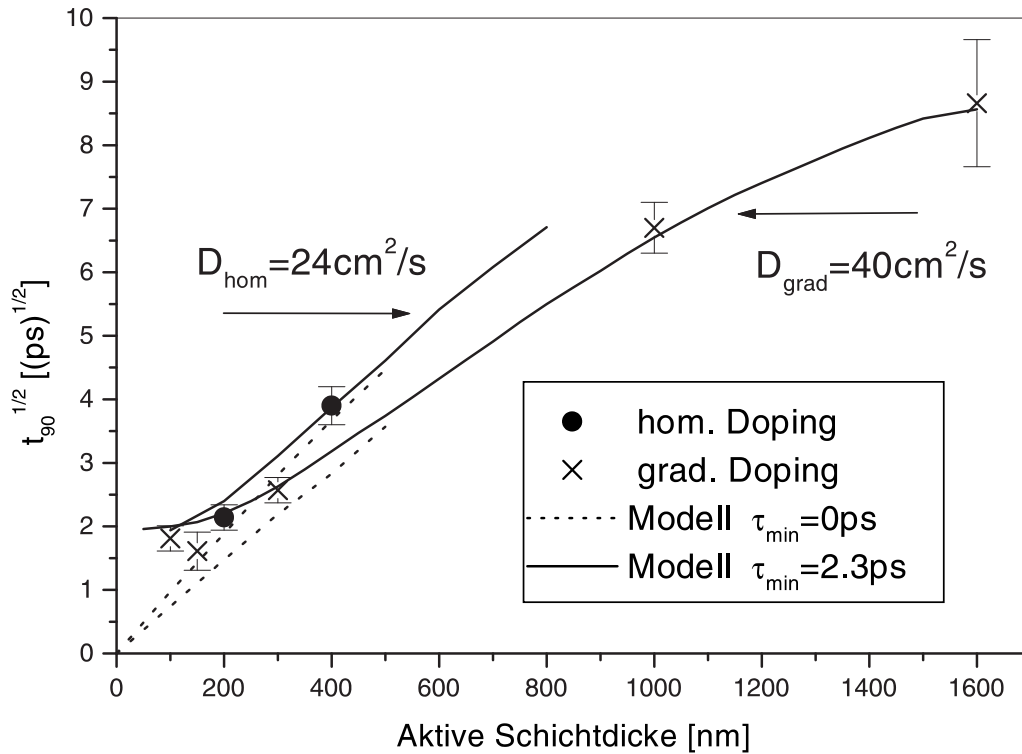


Abbildung 5.10: $\sqrt{t_{90}}$ für die untersuchten GaAs-Photokathoden. Die Ergebnisse der Modellrechnung für unterschiedliche Diffusionskonstanten sind als Liniengraphen dargestellt. Die durchgezogene Linie entspricht einer minimal messbaren Emissionszeit von $\tau_{min}=2,3ps$ wie sie durch die limitierte Zeitauflösung gegeben ist. Die gestrichelten Linien würde man bei einer “unendlich guten” Zeitauflösung ($\tau_{min}=0ps$) erwarten.

reinen d^2 Abhängigkeit abweicht, kann mit der vorhandenen Apparatur leider nicht geklärt werden. Extrapolierte man mit Hilfe von Gleichung 5.8 (vgl. Abschnitt 5.4) zu Schichtdicke Null, so würde man einen Achsenabschnitt für $t^{1/2}$ von $0,3ps^{1/2}$ erwarten. Eine solche Genauigkeit ist aus den vorhandenen Daten wohl nicht zu extrahieren.

Bei den dicken Schichten scheint sich eine “Sättigung” der Emissionszeit einzustellen. Eine mögliche Ursache könnte eine inhomogene Anregung sein (vgl. 2.6). Ein weitere Erklärung könnte in der oben erwähnten Rekombinationslebensdauer zu finden sein. Bei Emissionszeiten in der Größenordnung einer angenommenen Rekombinationslebensdauer von 100-150ps wäre das “Aussterben” der Leitungsbandelektronen durch Rekombination dann nicht mehr vernachlässigbar.

Für eine absolute Bestimmung der Diffusionskonstanten ist das beschriebene Verfahren leider nicht geeignet, da die Randbedingungen der Modellrechnung in die Gewinnung der Konstanten eingehen. Eine gute Näherung würde sich nur ergeben, wenn die Reflexionswahrscheinlichkeit an der Grenzschicht zu Substrat/Pufferschicht wirk-

lich null wäre. Werden hingegen alle Leitungsbandelektronen an der Grenzschicht zur Pufferlage reflektiert, so verdoppelt sich scheinbar die Schichtdicke. Die Diffusionskonstante müsste also viermal so groß sein, um die effektive Schichtdicke zu kompensieren. Aus Messungen der Elektronenmobilität [61] ergibt sich eine Diffusionskonstante von $D = 45 \text{ cm}^2/\text{s}$ für eine Dopingkonzentration vergleichbar mit der hier untersuchten 200nm und 400nm Photokathoden. Dieser Wert liegt etwa in der Mitte der Grenzen D_{hom} und $4D_{hom}$. Das Verhältnis der Diffusionskonstanten für die beiden Dotierungen beträgt

$$\frac{D_{grad}}{D_{hom}} = \frac{D(7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3})}{D(4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3})} = 1,67 \quad (5.3)$$

was recht gut mit dem Verhältnis der in [61] genannten entsprechenden Elektronenmobilitäten übereinstimmt.

5.4 Oberflächen Rekombinationsgeschwindigkeit

Bei der Betrachtung der Photoemission spielen die Randbedingungen an den Grenzen zur Pufferschicht und zur Bandbiegungszone eine wesentliche Rolle. Die Bedingungen an der jeweiligen Grenzschicht wirken sich sowohl auf die diffusive, als auch auf eine ballistische Elektronenbewegung aus. Elektronen, die sich auf die Grenzschicht zu bewegen können eben auch in die aktive Schicht zurück reflektiert werden. Ein Maß für die Rate, mit der die Leitungsbandelektronen an der Grenzschicht rekombinieren oder emittiert werden, ist die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S [62]:

$$S = \frac{1}{2} \langle v \rangle \frac{1 - R}{1 + R} \quad (5.4)$$

Hierbei ist $\langle v \rangle$ die mittlere Elektronengeschwindigkeit, die bei [62] als mittlere thermische Geschwindigkeit angenommen wird. R ist nicht direkt ein Reflexionskoeffizient, sondern steht eher für eine Kombination aus den möglichen Ursachen für ein Verschwinden der Elektronen. Im Fall $R = 0$ erreicht S seinen Maximalwert. Dies bedeutet auch, dass wie zu erwarten ein $R > 0$ die Emission "verlangsamt". Unter Berücksichtigung von R ergibt sich für eine rein ballistische Elektronenbewegung die Emissionszeit zu:

$$t = \frac{d}{S} \quad \text{bzw.} \quad t = \frac{d}{(S_1 + S_2)} \quad \text{für ein System mit zwei Grenzflächen.} \quad (5.5)$$

Der ballistische Fall stellt für $R = 0$ eine Untergrenze der Emissionszeit bei der Photoemission dar. Für die mittlere thermische Elektronengeschwindigkeit bei Raumtemperatur $\langle v \rangle \approx 4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ ergibt sich:

$$\frac{d}{S} = \frac{500 \text{ fs}}{100 \text{ nm}} \quad (5.6)$$

Durch die Bedingungen an der Testquelle (z.B. Pulslaser) wäre auch eine höhere Elektronenenergie denkbar. Diese beträgt maximal $E_{Laser} - E_{Gap} \leq 50meV$ und würde zu einer minimalen Emissionszeit von 360fs/100nm führen.

Beim Diffusionsmodell [5] wurde bisher angenommen, dass die Elektronenkonzentration an beiden Grenzflächen verschwindet. Diese Annahme führt für die in Abschnitt 5.3 untersuchten Photokathoden zu einer Unterschätzung der Diffusionskonstanten. Ein "realistisches" Diffusionsmodell müsste neben der Diffusionsgleichung 2.12 an beiden Grenzflächen die Randbedingung

$$D \cdot \frac{dn}{dx} = S \cdot n \quad (5.7)$$

erfüllen [62]. Aus dieser Bedingung lassen sich zwei Extremfälle ableiten:

1. Man erkennt, dass für $n = 0$ (wie bisher beim Diffusionsmodell) die Bedingung dann annähernd erfüllt werden kann, wenn $R \rightarrow 0$.
2. Im anderen Extremfall $S = 0$ bzw. $R = 1$ kann die Bedingung nur erfüllt werden, wenn gilt $dn/dx = 0$.

Für die Strained Layer Photokathoden trifft vermutlich eine Mischung der beiden Fälle zu. Bei den hier untersuchten Photokathoden vom Typ X-2153 ($GaAs_{0.95}P_{0.05}$) liegt das Leitungsband der Pufferschicht energetisch höher als das der aktiven Schicht. Dadurch wird erreicht, dass die Pufferschicht für die zur Anregung der Photoemission verwendeten Photonen durchsichtig ist. Demzufolge sollten nahezu alle Elektronen an der Grenze zur Pufferschicht reflektiert werden. Damit wäre am Übergang zur Pufferschicht $R = 1$ bzw. $dn/dx = 0$, was eine niedrige Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit bedeuten würde. In der Literatur findet man hierfür Werte um $S_{Puffer} \approx 10^4 cm/s$ [62][63]. Für den Übergang aktive Schicht/Bandbiegungszone S_{BBR} werden hingegen Werte zwischen $10^6 cm/s$ und $10^7 cm/s$ angegeben [63][64].

Die Pufferschichten der in [62] und [63] untersuchten Photokathoden sind mit denen der Photokathoden vom Typ X-2153 vergleichbar. Für die 150nm Strained Layer Photokathode kann demnach eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von $S_{Puffer} \approx 10^4 cm/s$ angenommen werden. Mit der Bedingung $S_{BBR} \gg S_{Puffer}$ ist die Antwortzeit einer solchen Struktur dann nach dem Diffusionsmodell gegeben durch [64]:

$$\langle t \rangle = \frac{d}{S_{BBR}} + k \cdot d^2 \quad (5.8)$$

Der Faktor k ist hier lediglich eine Proportionalitätskonstante. Zieht man die Ergebnisse aus Abschnitt 5.2 für eine Abschätzung heran (vgl. 5.7), so ergibt sich für die Strained Layer Photokathode eine mittlere Emissionszeit von:

$$\langle t \rangle \leq 1,25ps \quad (5.9)$$

Mit Gleichung 5.8 erhält man eine untere Grenze für Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit am Übergang aktive Schicht/BBR:

$$S_{BBR} > 1,2 \cdot 10^7 \frac{cm}{s} \quad (5.10)$$

Für eine genauere Untersuchung der Prozesse, denen die Leitungsbandelektronen beim Durchqueren der Bandbiegungszone unterworfen sind, müssten weitere Vorgänge wie Elektronenstreuung oder -einfang in der BBR sowie Einflüsse wie die Änderung der Verteilungsfunktion der Elektronen an der Kristalloberfläche berücksichtigt werden. Eine solch detaillierte Untersuchung ist jedoch mit der Testquelle nicht ohne größere Umbauten durchführbar und würde über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen.

Mit Hilfe der bisher gemachten Annahmen lässt sich jedoch aus Gleichung 5.4 die Reflexionswahrscheinlichkeit R an der Grenzschicht zur Bandbiegungszone abschätzen. Die mittlere Geschwindigkeit der im Leitungsband thermalisierten Elektronen sollte in GaAs bei 300K etwa $\langle v \rangle = 4 \cdot 10^7 cm/s$ betragen. Für Elektronen, die schnell genug emittiert um ihre Anfangsenergie $E = E_{Laser} - E_{Gap} = 50meV$ zu behalten sollte die mittlere Geschwindigkeit etwa bei $\langle v \rangle = 5,7 \cdot 10^7 cm/s$ liegen. Die Reflexionswahrscheinlichkeit ergibt sich dann zu $R < 0,25$ für die thermische Geschwindigkeit und $R < 0,4$ falls die mittlere Geschwindigkeit durch die Photonenenergie gegeben ist. Der Wert für die thermische Geschwindigkeit passt zu Abschätzungen von R aus der Messung der Energieverteilung von Photoelektronen aus dicken GaAs Photokathoden [65].

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zunächst die Eigenschaften der MAMI-Testquelle und des Phasenanalysators genauer untersucht. Basierend auf der hervorragenden Arbeit von P. Hartmann während des Aufbaus der Apparatur, wurden anschließend verschiedene Änderungen bzw. Erweiterungen zur Verbesserung der Zeitauflösung durchgeführt. Die Änderungen sowie eine genauere Bestimmung der beteiligten Effekte (Strahlgeometrie, Laserpulslänge und spektrale Breite, Timing-Jitter, Flugzeitdifferenz im Beschleunigungsfeld) resultierten in einer effizienten Weiterentwicklung der Apparatur wodurch die Zeitauflösung von 8-9ps auf ca. 2.5ps verbessert werden konnte.

Im Verlauf der Messungen zeigte sich schnell, dass die erreichte Zeitauflösung nicht ausreicht um die Antwortzeiten der hochpolarisierten Strained Layer Photokathoden direkt zu messen. Trotz der limitierten Zeitauflösung konnte aber eine Depolarisation im emittierten Elektronenpuls nachgewiesen werden. Angeregt durch Diskussionen mit A. Terekhov und Y. Mamaev und unter Berücksichtigung von dessen energieaufgelösten Polarisationsmessungen (PEDC) am gleichen Kathodentyp gelang der Nachweis, dass der Beitrag der Transportdepolarisation zum Polarisationsverlust für dünne Schichten (speziell für Strained Layer Kathoden) vernachlässigt werden kann. Es findet vielmehr beim Durchqueren der Bandbiegungszone eine Depolarisation statt, die sich aufgrund der im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Daten als eine energiekorrelierte Depolarisation beschreiben lässt. Die Elektronen mit energiekorrelierter Polarisation werden dann in der MAMI-Testquelle energetisch sortiert, wodurch im detektierten Elektronenpuls der Eindruck einer zeitlichen Änderung der Polarisation entsteht. Weiterhin kann als Resultat eine Obergrenze für die mittlere Emissionszeit $\langle t \rangle \leq 1,25ps$ (für Strained Layer Photokathoden) angegeben werden. Nach dem Diffusionsmodell ergibt sich damit eine Untergrenze für die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von $S_{BBR} > 1,2 \cdot 10^7 cm/s$.

Es wurde ebenfalls geklärt, dass die kurzen Pulsdauern durch das Diffusionsmodell hinreichend beschrieben werden und somit kein Widerspruch zu Spicer's 3-Stufenmodell besteht. Zumindest für die dünnen Schichten scheint eine Erweiterung

auf ein 5-Stufenmodell sinnvoll um dem Beitrag der Bandbiegungszone zur Depolarisation Rechnung zu tragen.

Als Folgeprojekt wird neben weiterer apparativer Verbesserungen versucht, die Energiekorrelation zu messen. Zusätzlich soll der energiekorrelierte Effekt ausgenutzt werden, um eine höhere mittlere Strahlpolarisation zu erreichen. Eine höhere Ener-

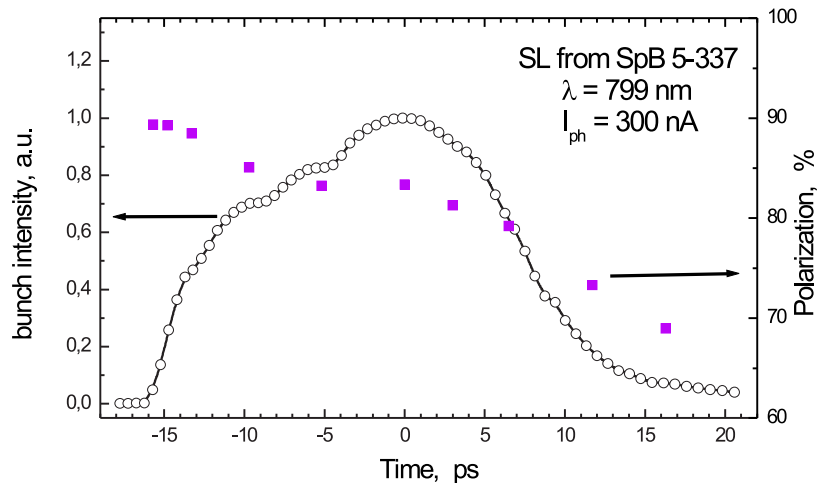


Abbildung 6.1: Polarisationsverlauf in einem durch Raumladung aufgeweiteten Elektronenpuls. Bild aus [66]

gieauflösung kann über die Laufzeit, über die Extraktion bei niedrigem Feld oder über eine Expansion der Elektronenpulse mittels Raumladungseffekt erzielt werden [66]. Über eine gezielte Verlängerung des Elektronenpulse durch eine der genannten Maßnahmen sollte es (mit hoher Energieauflösung) möglich sein, Zugang zu den noch nicht vollständig geklärten Vorgängen in der Bandbiegungszone zu bekommen. Über eine Raumladungs-Expansion der Elektronenpulse könnte auch der hochpolarisierte Teil der Elektronenpulse für Experimente selektiert werden.

Anhang A

Messungen an Superlattice Photokathoden

Neben den an MAMI verwendeten Strained Layer Fotokathoden wurden im Rahmen dieser Arbeit auch Kathoden untersucht, deren Struktur auf einem Übergitter basiert (vgl. Abschnitt 2.2.2). Die hier untersuchten Fotokathoden wurden in der Gruppe von Prof. T. Nakanishi, Nagoya University, entwickelt und waren für den Einsatz an zukünftigen Linearbeschleunigern wie z.B. KEK vorgesehen. Untersucht wurden zwei Kathodentypen mit leicht unterschiedlichem Aufbau. Beide Kathoden wurden im Auftrag der Gruppe Nakanishi von der Firma NEC mittels MBE Verfahren hergestellt.

SL#7 ist ein $GaAs - Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ Superlattice. Abbildung A.1 zeigt schematisch den Aufbau von SL#7. Das Übergitter besteht aus 18 Paaren $GaAs - Al_{0.35}Ga_{0.65}As$, die je 7 und 11 atomare Monolagen dick sind und einer Oberflächenschicht aus GaAs. Die Gesamtdicke der aktiven Schicht beträgt 100nm. Wie die Strained Layer Kathode aus St. Petersburg besitzt SL#7 ebenfalls ein Gradientendoping wobei hier in der aktiven Schicht nicht Mg sondern Be verwendet wurde. Die Quanteneffizienz lag bei dieser Kathode zwischen 0,2% und 0,5%. Die Polarisation lag im c.w.-Betrieb bei etwa 65%.

SLSA#4 ist ein sogenannter $Al_{0.25}Ga_{0.75}As - In_{0.15}Ga_{0.85}As$ Strained Superlattice. Ein Schema des Schichtaufbaus ist in Abbildung A.2 zu finden. Diese Kathode besitzt zusätzlich eine Fehlanpassung der beiden Übergitterkomponenten bezüglich ihrer Gitterkonstanten. Dies führt zu einer Deformation des Übergitters. Man hat hier also Übergitter und uniaxiale Deformation kombiniert. Die Oberflächenschicht besteht in diesem Fall aus InGaAs. Die Dicke der aktiven Schicht beträgt auch hier 100nm. Bezüglich des Gradientendopings ist SLSA#4 identisch mit SL#7. Dieser Kathodentyp hatte im Mittel eine Quanteneffizienz von weniger als 1⁰/₀₀ und eine c.w.-Polarisation von 78-80%.

Wie in den Abbildungen A.2 und A.4 zu erkennen liegen die Antwortzeiten der beiden Superlattice-Photokathoden im Bereich der Zeitauflösung der Testquelle. Auch für diese Kathoden mit Schichtdicken von 100nm war es also nicht möglich die tatsächlichen Antwortzeiten zu ermitteln. Die angegebenen Zeitkonstanten repräsentieren lediglich den Polarisationsverlust über die gemessene Pulslänge. Es ist jedoch anzunehmen, dass auch für diese Kathoden die Bandbiegungszone wesentlich zur Depolarisation beiträgt. Hier gilt die gleiche Schlussfolgerung wie für die anderen Kathodentypen. Für weitergehende Untersuchungen wäre aufgrund der im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse eine Erweiterung der Testquelle notwendig, um energieaufgelöste Messungen zu ermöglichen.

Für MAMI waren diese Photokathoden unter anderem deshalb interessant, weil sich mit einem Superlattice hinreichender Qualität evtl. die Gap-Energie und damit die Wellenlänge maximaler Polarisation auf eine verfügbare Laserwellenlänge abstimmen ließe. Die Messungen und Diskussionen mit der Gruppe Nakanishi haben jedoch ergeben, dass an eine gezielte Einstellung der Gap-Energie und einer damit verbundenen vorhersagbaren Polarisation zum Zeitpunkt dieser Arbeit nicht zu denken war. Weiterhin hätte ein undeformierter Kristall den Vorteil einer geringeren helizitätskorrelierten Asymmetrie, d.h. einer geringeren Abhängigkeit der Intensität von der Helizität des eingestrahlt Laserlichts da die Quantenausbeute von der Ausrichtung eventuell vorhandener Linearpolarisationskomponenten abhängt ("Analysestärke") [67]. Die Linearpolarisationskomponenten lassen sich im Experiment nicht völlig unterdrücken.

In der Tat haben die Untersuchungen ergeben, dass die Superlattice Kathoden bei gleichem maximalen Polarisationsgrad deutlich geringere Analysestärken aufweisen als die Strained Layer Kathoden [68, 69]. Bei den Untersuchungen stellte sich außerdem heraus, dass eine Kompensation der Intensitätsasymmetrie durch eine drehbare Halbwellenplatte möglich war, was letztlich zu einer Reduzierung der Intensitätsasymmetrie in den Streuexperimenten bis in den Bereich unter 10^{-5} relativer Intensitätsschwankung geführt hat. Dies ist selbst für die derzeit anspruchsvollsten Experimente [70] ausreichend, so dass die hier untersuchten Superlattice Kathoden im Vergleich zu den Strained Layer Kathoden keine Vorteile mehr aufweisen. Da im Gegenteil die Beschaffung größerer Stückzahlen von Superlattice Kathoden schwierig erschien wurde entschieden, sich auf die leichter zu beschaffenden Strained Layer Kathoden zu konzentrieren.

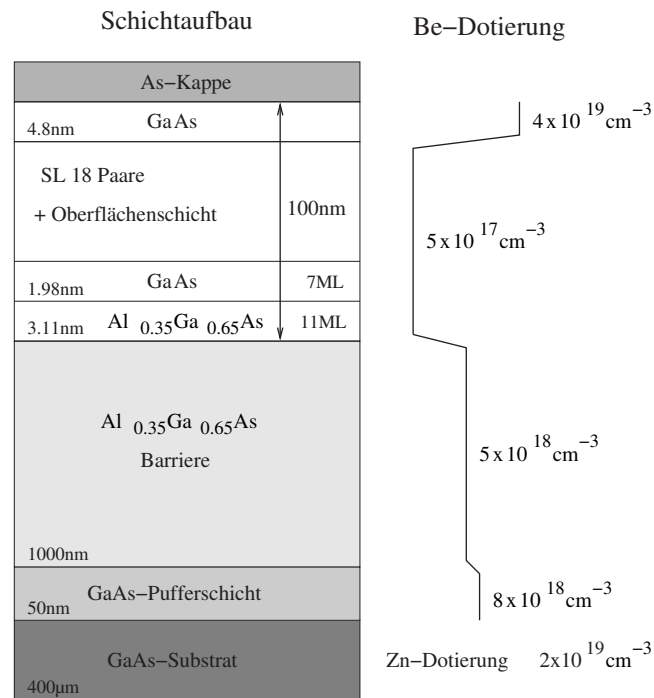


Abbildung A.1: Schema des Schichtaufbaus von SL#7.

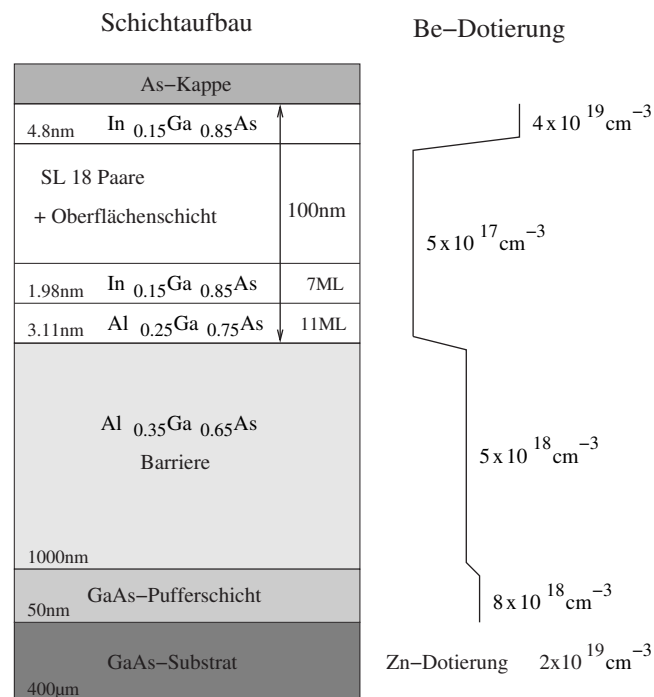


Abbildung A.2: Schema des Schichtaufbaus von SLSA#4.

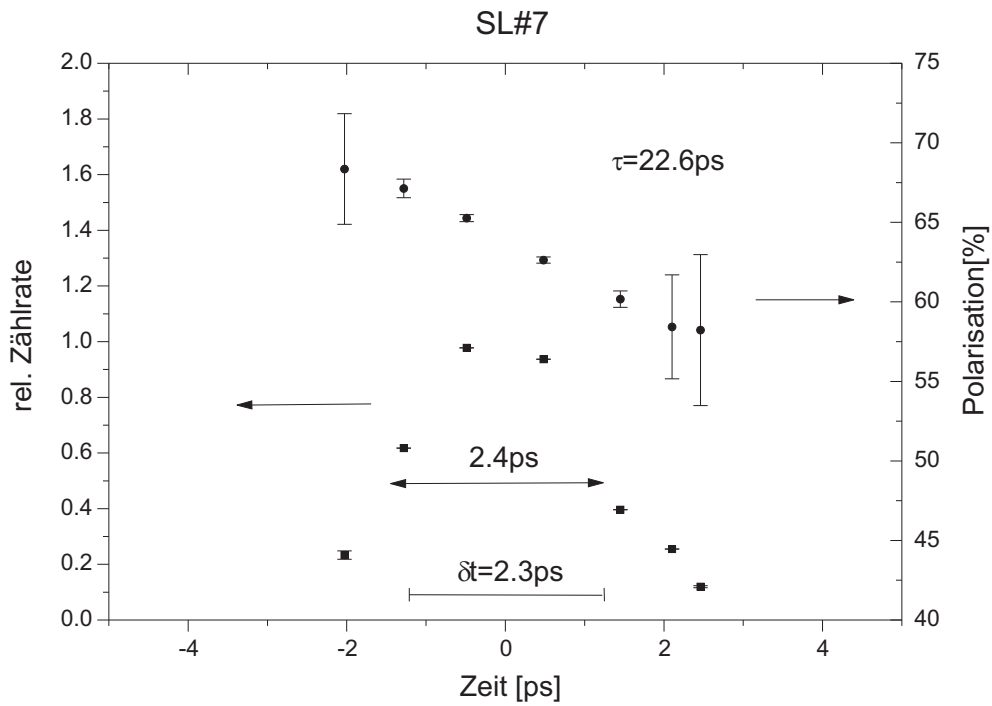


Abbildung A.3: Intensitäts- und Polarisationspektrum von SL#7.

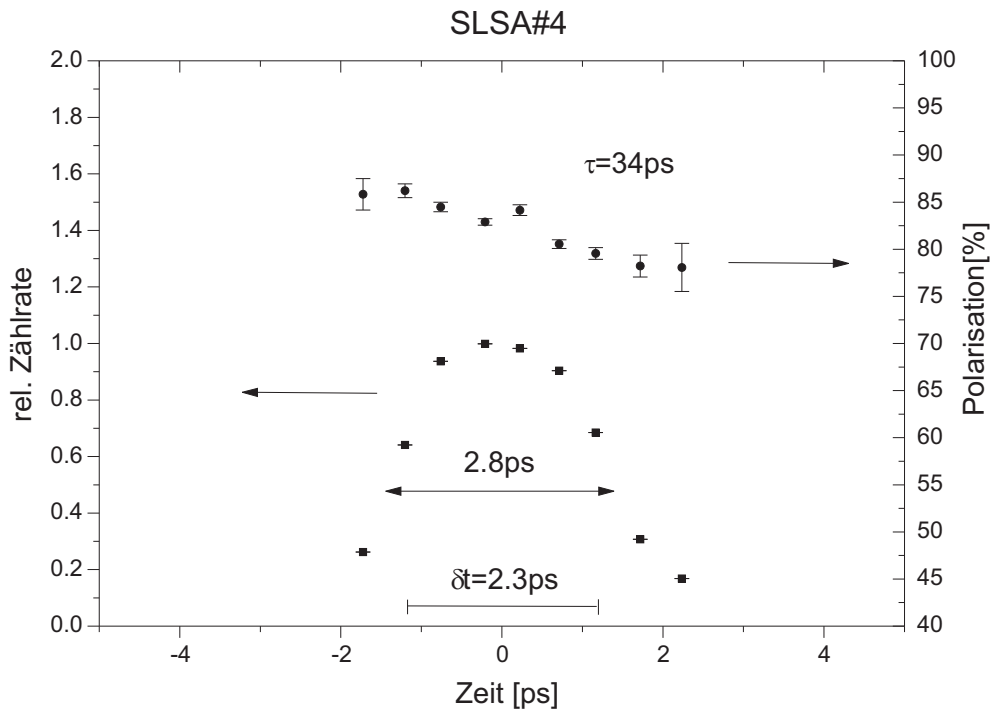


Abbildung A.4: Intensitäts- und Polarisationspektrum von SLSA#4.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Elementarzelle des Zink-Blende-Gitters	8
2.2	1.Brillouin-Zone des Zink-Blende-Gitters	8
2.3	Bandschema von <i>GaAs</i>	10
2.4	Uniaxiale Deformation	12
2.5	Termschema eines deformierten III-V-Halbleiters	13
2.6	Prinzip eines Superlattice	14
2.7	Schema eines Superlattice	15
2.8	Effektive-Masse-Näherung	16
2.9	Erreichen der negativen Elektronenaffinität	19
2.10	Spicer's 3-Stufenmodell	21
2.11	Beispiel für Diffusionsmodell	23
2.12	Transportdepolarisation	29
2.13	Transportdepolarisation für Schichtdicken $\leq 1\mu m$	29
2.14	Photolumineszenzmessung	30
3.1	Schema des Meßprinzips	32
3.2	Elektronenkanone und Strahlführung	34
3.3	Skizze der UHV-Schleuse	35
3.4	Deflektorresonator	36
3.5	Energiemodulation	37
3.6	Schema des HF-Systems	38
3.7	Elektronenspektrometer als Spindreher	39
3.8	Prinzip der Mott-Streuung	40
3.9	Skizze des Faraday-Cups	42
3.10	Schema des MIRA900-Resonators	42
3.11	Chirp-Kompensation	43
3.12	Schema der Phasensynchronisation	44
3.13	Schema des Lichtoptischen Aufbaus	45
3.14	Autokorrelationsmessung	46
4.1	Geometrische Auflösung	50
4.2	Laserspektren und AKF's	52
4.3	Vergleich Argon-Ionen- und Festkörper-Pumplaser	54
4.4	Schema zur Messung des Phasenjitters	55

4.5	Spektrale Dichte des Timing-Jitters	55
4.6	Flugzeitdifferenz	56
4.7	Pulsverbreiterung durch Raumladung	57
4.8	Temperaturdrift	58
4.9	Temperaturstabilisierung	59
5.1	Schema des Schichtaufbaus von Typ X2153	63
5.2	Raumladungseffekt bei X2153	64
5.3	Polarisationsspektrum von X-2153	65
5.4	PEDC eines strained layer GaAs	67
5.5	Kurven $I(t(E))$ und $P(t(E))$ aus Tabelle 5.2	69
5.6	Berechnete Pulsantwort	70
5.7	Berechnetes Intensitäts- und Polarisationspektrum	71
5.8	Schematische Darstellung der Energiebänder	72
5.9	Gemessene Pulsantwort von undeformierten GaAs-Photokathoden . .	73
5.10	$\sqrt{t_{90}}$ für die untersuchten GaAs-Photokathoden	76
6.1	Pulsexpansion mittels Raumladungseffekt	82
A.1	Schema des Schichtaufbaus von SL#7	85
A.2	Schema des Schichtaufbaus von SLSA#4	85
A.3	Intensitäts- und Polarisationspektrum von SL#7	86
A.4	Intensitäts- und Polarisationspektrum von SLSA#4	86

Tabellenverzeichnis

3.1	Liste der Mott-Streufolien	41
3.2	Umrechnung der AKF	47
5.1	Wertetabelle für $I(E)$ und $P(E)$	68
5.2	Spektren $I(t(E))$ und $P(t(E))$	69
5.3	Wertetabelle für $t_{1/2}$, t_f und t_{90}	74

Literaturverzeichnis

- [1] K. Aulenbacher, Ch. Nachtigall, H. G. Andresen, P. Drescher, H. Euteneuer, H. Fischer, D. v. Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, H. J. Kreidel, S. Plützer, E. Reichert, K.-H. Steffens, and M. Steigerwald. The MAMI-source of polarized electrons. *Nucl. Inst. Meth.*, A 391:498, 1997.
- [2] M. Steigerwald, C. Nachtigall, E. Reichert, M. Schemies, K. Aulenbacher, H. Euteneuer, D. v. Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, H.-J. Kreidel, M. Leberig, J. Schuler, and C. Zalto. The new polarized beam injection at MAMI. In *Proceedings of the sixth European Particle accelerator conference (EPAC98)*, pages 1430–1432, 1999.
- [3] P. Hartmann. *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1997.
- [4] P. Hartmann et al. Picosecond polarized electron bunches from a strained layer GaAsP photocathode. *Nucl. Inst. Meth.*, A 379:15–20, 1996.
- [5] P. Hartmann et al. A diffusion model for picosecond electron bunches from negative electron affinity GaAs photo cathodes. *J. Appl. Phys.*, 86:2245, 1999.
- [6] Ch. Zalto. Verwendung hochfrequenzmodulierter Laserdioden zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [7] V.I. Shvedunov, M.O. Ihm, H. Euteneuer, K.-H. Kaiser, and Th. Weis. Design of a prebuncher for increased longitudinal capture efficiency of MAMI. In *Proceedings of the Fifth European Particle Accelerator Conference (EPAC96)*, 1996.
- [8] K. Aulenbacher, H. Euteneuer, D. von Harrach, J. Hoffmann, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, H.-J. Kreidel, M. Leberig, E. Reichert, M. Schemies, J. Schuler, M. Steigerwald, and C. Zalto. High capture efficiency for the polarized beam at MAMI by R.f.-synchronized photoemission. In *Proc. of the European Particle Accelerator Conference (EPAC98), Stockholm, Schweden*, page 1388, 1998.
- [9] W. E. Spicer. Photoemissive, Photoconductive, and Optical Absorption Studies of Alkali-Antimony Compounds. *Phys. Rev.*, 112(1):114, 1958.

- [10] H. Horinaka, D. Ono, W. Zhen, K. Wada, Y. Cho, Y. Hayashi, T. Nakanishi, S. Okumi, H. Aoyagi, T. Saka, and T. Kato. Spin relaxation of electrons in strained-GaAs-layer photocathode of polarized electron source. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 34(12A):6444, 1995.
- [11] Yu. A. Mamaev, A.V. Subashev, Yu. P. Yashin, H.-J. Drouhin, and G. Lampel. Energy resolved spin-polarised electron photoemission from strained GaAs/GaAsP heterostructure. *Solid State Communications*, 114:401–405, 2000.
- [12] K. Aulenbacher, J. Schuler and D. v. Harrach. Pulse response of thin III/V semiconductor photocathodes. *J. Appl. Phys.*, 92(12):7536–7543, 2002.
- [13] S. Plützer. *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAsP-Kristallschichten*. Dissertation, Institut für Physik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [14] P. Drescher. *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus Chalcopyriten und aus III-V-Heterostrukturen*. Dissertation, Institut für Physik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [15] M. Schemies. *Entwicklung und Test von neuen Halbleitermaterialien für Photokathoden der MAMI-Quelle spinpolarisierter Elektronen*. Dissertation, Institut für Physik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [16] P. Yu and M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductors*. Springer, Berlin, 1996.
- [17] J. Kirschner, H. P. Oepen, and H. Ibach. Energy- and spin-analysis of polarized photoelectrons from NEA GaAsP. *Appl. Phys. A*, 30:177, 1983.
- [18] A. Herrera-Gómez and W. Spicer. Physics of high intensity nanosecond electron source. In *SLAC-PUB-93-6307*, 1993.
- [19] J.E. Clendenin. Polarized electron sources. In *Invited talk presented at the 1995 Particle Accelerator Conference and International Conference on High-Energy Accelerators, Dallas, Texas*, 1995. see also SLAC-PUB-95-6842.
- [20] T. Nakanishi. Highly polarized electrons for linear colliders. *LE98 Proceedings of the low energy polarized electron workshop, St. Petersburg, Russia*, pages 118–124, 1998.
- [21] T. Nakanishi et al. Surface charge limit in NEA superlattice photocathodes of polarized electron source. *Nucl. Inst. Meth.*, A414:431–445, 1998.
- [22] K. Togawa, T. Nakanishi et al. Surface charge limit in NEA superlattice photocathodes. In *LE98 Proceedings of the Low Energy Polarized Electron Workshop, St. Petersburg, Russia*, 1998.

- [23] W. E. Spicer and A. Herrera-Gómez. Modern theory and applications of photocathodes. SLAC-Pub 6306, Stanford Linear Accelerator Center, 1993.
- [24] H. C. Casey Jr. and F. Stern. Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs. *J. Appl. Phys.*, 47:631, 1976.
- [25] W. P. Dumke. Optical transitions involving impurities in semiconductors. *Phys. Rev.*, 132:1998, 1963.
- [26] G. Fishman and G. Lampel. Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide. *Phys. Rev. B*, 16:820–831, 1977.
- [27] M. Zolotarev, A. Kulikov, and J.E. Clendenin. Effect of radiation trapping on polarization of photoelectrons from semiconductors. Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California, 1993.
- [28] K. Aulenbacher. Habilitation, Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz. In Vorbereitung.
- [29] D.T. Pierce, R. J. Celotta, G.-C. Wang, W. N. Unertl, A. Galejs, C. E. Kuyatt and S. R. Mielczarek. GaAs spin polarized electron source. *Rev. Sci. Instrum.*, 51:478–499, 1980.
- [30] R. L. Bell. *Negative electron affinity devices*. Clarendon Press, Oxford, 1973.
- [31] B. Yang, G. Ciullo, V. Guidi, and L. Tecchio. Monte Carlo simulation of a GaAs electron source. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25:1834 – 1837, 1992.
- [32] C. C. Phillips, A. E. Hughes, and W. Sibbett. Quantitative XPS surface chemical analysis and direct measurement of the temporal response times of glass bonded NEA GaAs transmission photocathodes. *J. Phys. D: Appl. Physics*, 17:1713–1725, 1984.
- [33] R. Haight, J. A. Silbermann, and M. I. Lilie. Novel system for picosecond photoemission spectroscopy. *Rev. Sci. Instr.*, 59:1941, 1988.
- [34] A. V. Aleksandrov et al. *Phys. Rev. E*, 51:1449, 1995.
- [35] H. G. Andresen, K. Aulenbacher, J. Bermuth, P. Drescher, H. Euteneuer, H. Fischer, D. v. Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, P. Jennewein, K-H. Kaiser, S. Köbis, H.J. Kreidel, Ch. Nachtigall, S. Plützer, E. Reichert, K.-H. Steffens, and M. Steigerwald. The MAMI source of polarized electrons. In *Book of abstracts, European Research Conference on Nuclear Physics: Polarization in Electron Scattering, Santorini, Greece*, 1995.
- [36] K-H. Steffens. *Konzeption und Optimierung eines 100keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahles an MAMI*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1993.

- [37] Thorsten Dombo. Das neue Linearscannersystem zur Strahldiagnose in der 100 keV -Beamline polarisierter Elektronen. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1992.
- [38] Jörg Bermuth. Phasenaufgelöste Messung der Polarisation eines gepulsten Elektronenstrahls. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [39] Ch. Nachtigall. *Entwicklung eines hochpolarisierten Elektronenstrahles für MAMI unter Ausnutzung der Photoelektronenemission von uniaxial deformierten III-V-Halbleitern*. Dissertation, Institut für Physik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [40] H. Nilles et al. In *Proc. of the European Particle Accelerator Conference*, page 1149, Rome, 1988.
- [41] H. Euteneuer and H. Schöler. Das Diagnose - Deflektorcavity. MAMI Interner Bericht 6/88, 1988.
- [42] Simon Köbis. Entwicklung eines elektrostatischen Spektrometers/Polarimeters für eine polarisierte Elektronenquelle. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [43] V. Bargman, L. Michel, and V. L. Telegdi. *Phys. Rev. Lett.*, 2:435, 1959.
- [44] N. Sherman. Coulomb scattering of relativistic electrons on point nuclei. *Phys. Rev.*, 103(6):1601–1607, 1956.
- [45] G. D. Fletcher and T. J. Gay. New insights into Mott-scattering electron polarimetry. *Phys. Rev. A*, 34(2):911, 1986.
- [46] J. Hoffmann. Untersuchungen zur Pulsstruktur des Strahles polarisierter Elektronen an MAMI. Diplomarbeit, Institut für Physik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [47] Georg A. Reider. *Photonik*. Springer Lehrbuch Technik. Springer-Verlag, Wien, 1997.
- [48] Salim Tariq. Stimulated Raman-Scattering in Fiber Optic Systems. *Fiber and Integrated Optics*, 15:335–352, 1996.
- [49] J. Hoffmann. Dissertation, Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [50] D. E. Spence et al. Time synchronisation measurements between two self-modelocked Ti:Sapphire lasers. *Optics Communications*, 101:286–296, 1993.
- [51] H. A. Haus and A. Mecozzi. *IEEE J. Quantum Electronics*, 29:983, 1993.

- [52] D. E. Spence et al. Nearly quantum limited timing jitter in a self-mode-locked Ti:Sapphire laser. *Optics Letters*, 19(7):481–483, 1994.
- [53] A. S. Therekhov et al. *LE98 Proceedings of the Low Energy Polarized Electron Workshop, St. Petersburg, Russia*, pages 163–168, 1998.
- [54] Y.A. Mamaev, A.V. Subashev, Y.P. Yashin, H.J. Drouhin, and G. Lampel. In A. Gute, S. Lorenz, and E. Steffens, editors, *International workshop on polarized sources and targets, (PST99)*, page 246, Erlangen, 1999. University of Erlangen.
- [55] F. Fichtner. Tests von Hochfrequenzkabeln bis 4.9GHz für MAMI-C. Technical report, Mainz, Institut f. Kernphysik, Interne Notiz, Februar 2000.
- [56] S.D. More, S. Tanaka, S.-I. Tanaka, T. Nishitani, T. Nakanishi, and M. Kamada. Caesium oxide-gaas interface and layer thickness in nea surface formation. In K. Hatanaka, T. Nakano, K. Imai, and H. Ejiri, editors, *Proceedings of 14th international Spin Physics Symposium, SPIN2000, Osaka*, pages 916–919, Melville, New York, 2001. AIP proceedings Vol 570.
- [57] M. Steigerwald. *Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik im MAMI*. Dissertation, Institut für Physik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [58] P. Drescher, H. G. Andresen, K. Aulenbacher, J. Bermuth, Th. Dombo, H. Euteneuer, N. N. Faleev, H. Fischer, M. S. Galaktionov, D. v. Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, S. Köbis, O. V. Kovalenkov, H. J. Kreidel, J. Langbein, Y. A. Mamaev, Ch. Nachtigall, M. Petri, S. Plützer, E. Reichert, M. Schemies, K.-H. Steffens, M. Steigerwald, A. V. Subashiev, H. Trautner, D. A. Vinokurov, Y. P. Yashin, and B. S. Yavich. Photoemission of spinpolarized electrons from strained GaAsP. *Appl. Phys. A*, 63:203, 1996.
- [59] A. V. Subashiev et al. Spin-polarized electrons: Generation and applications. *Phys. Low-Dim. Struct*, 1/2:1–36, 1999.
- [60] Yu. A. Mamaev, H.-J. Drouhin, G. Lampel, A.V. Subashev, Yu. P. Yashin, and A. Rochansky. Kinetics of highly spin-polarized electron photoemission from an InGaAlAs strained layer by energy and spin-resolved measurements. *J. Appl. Phys.*, 93(12):9620–9624, 2003.
- [61] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley & Sons, New York, 1981.
- [62] M.G. Clark. Interpretation of the surface boundary conditions in the diffusion model for NEA photoemission. *J. Phys. D*, 9:2139, 1976.
- [63] A.V. Subashiev B.D. Oskotskij and Yu. Mamaev. *Phys. Low-Dim. Struct*, 1/2:77, 1997.

- [64] B.D. Oskotskij Yu. P. Yashin A.V. Subashiev, Yu. Mamaev and V.K. Kalevich. *Semiconductors*, 33:11:1182, 1999.
- [65] A.S. Terekhov and D.A. Orlov. In *SPIE Proceedings*, volume 2550, page 157, 1995.
- [66] K. Aulenbacher et al. Space charge expansion for time-resolved spin-polarized electron spectroscopy. St. Petersburg, Russia, June 21-25 2004. 12th Int. Symposium.
- [67] R. A. Mair, R. Prepost, H. Tang, E. L. Garwin, T. Maruyama, and G. Mulhollan. Anisotropies in strain and quantum efficiency of strained GaAs grown on GaAsP. *Phys. Lett.A*, 212:231, (1996).
- [68] J. Schuler, K. Aulenbacher, T. Baba, H. Euteneuer, D. v. Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, H. Horinaka, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, H.J.Kreidel, M. Lebrig, T. Nakanishi, S. Okumi, E. Reichert, M. Schemies, M. Steigerwald, K. Togawa, and C. Zalto. Time resolved polarization measurements in the photoemission of strained layer and strained superlattice structures. In A.N. Ambrazhei Y.A. Mamaev S.A. Starovoitov, T.V. Vorobyeva, editor, *Proceedings of the low energy polarized electron workshop*, pages 20–23. Sankt Petersburg State Technical University, 1998.
- [69] K. Aulenbacher, H. Euteneuer, D. v. Harrach, J. Hoffmann, M. Leberig, E. Reichert, M. Schemies, J. Schuler, M. Steigerwald, and C. Zalto. Helicity correlated asymmetries in parity violation experiments. In A.N. Ambrazhei Y.A. Mamaev S.A. Starovoitov, T.V. Vorobyeva, editor, *Proceedings of the low energy polarized electron workshop*, pages 87–94. Sankt Petersburg State Technical University, 1998.
- [70] F. Maas, P. Achenbach, K. Aulenbacher, S. Baunack, L. Capozza, J. Diefenbach, K. Grimm, Y. Imai, T. Hammel, D. von Harrach, E.-M. Kabuss, R. Kothe, J.H. Lee, A. Lorente, A. Lopes Ginja, L. Nungesser, E. Schilling, G. Stephan, C. Weinrich, I. Altarev, J. Arvieux, B. Collin, R. Frascaria, M. Guidal, R. Kunne, D. Marchand, M. Morlet, S. Ong, J. van de Wiele, S. Kowalski, B. Plaster, R. Suleiman, and S. Taylor. Measurement of Strange Quark Contributions to the Nucleon's Form Factors at $Q^2 = 0.230(\text{GeV}/c)^2$. *accepted for publication by Phys. Rev. Lett.*, 2004.