

Diplomarbeit

Messungen der Pulsantwortzeiten von Galliumarsenid und Kalium-Cäsium-Antimonid

Eike Kirsch

Johannes Gutenberg-Universität

Mainz

3.2.2014

1. Gutachter: Prof. Dr. Kurt Aulenbacher
2. Gutachter: Prof. Dr. Lutz Köpke



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 3.2.2014

Eike Kirsch
B2
Institut für Kernphysik
Johann-Joachim-Becher-Weg 45
Johannes Gutenberg-Universität
D-55128 Mainz
`ekirsch@students.uni-mainz.de`

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Beschreibung	Einheit
BBR	band bending region, Bandbiegungszone	-
BERLinPro	Berlin Energy Recovery Linac Project	-
BIF	beam induced fluorescence	-
CEM	channel electron multiplier, Channeltron	-
cw	continuous wave, Dauerstrichbetrieb	-
D	Diffusionskonstante	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
E_F	Energie des Fermi-niveaus	eV
E_g	Energie der Bandlücke	eV
E_L	Energie des Leitungsbandes	eV
E_{Val}	Energie des Valenzbandes	eV
E_V	Vakuumenergie	eV
FWHM	full width at half maximum, Halbwertsbreite	-
GaAs	Galliumarsenid	-
HF	Hochfrequenz	-
IR	Infrarotbereich des Lichtes	-
MAMI	Mainzer Mikrotron	-
MESA	Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator	-
MIRA 900	kommerzielles Lasersystem	-
NEA	negative Elektronenaffinität	-
PCA	potassium caesium antimonide, K_2SbCs	-
PCHB	Photocathode Research for High Brightness Electron Beams	-
PEA	positive Elektronenaffinität	-
PKA1	polarisierte Kanone 1	-
PKAT	polarisierte Kanone Test	-
QE	Quanteneffizienz	o.E.
SHG	second-harmonic-generator, Frequenzverdoppler	-
TM	transversal magnetische Mode	-
UV	ultravioletter Bereich des Lichtes	-
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat, $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	-
α	Absorptionskoeffizient	$\frac{1}{\text{m}}$
χ	Elektronenaffinität	eV
ϕ	aufzubringende Austrittsenergie, Austrittsarbeit	eV

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Photokathoden	3
2.2. Photoemission aus Halbleitern	5
2.2.1. Spicers Drei-Stufen-Modell	5
2.2.2. Erzeugung negativer Elektronenaffinität	6
2.2.3. Laufzeiteffekte	9
2.2.4. Diffusion	9
3. Experimenteller Aufbau	11
3.1. PKAT	11
3.2. Lasersystem	12
3.2.1. Bedeutung eines Laser-Halos im Zeitbereich	15
3.3. Hochfrequenz-System und Deflektor-Kavität	17
3.4. Synchrolock-System	22
3.5. Aufbau für Messungen mit dem Channeltron	23
4. Messprinzipien und apparative Zeitauflösung	27
4.1. Schirm-Messmethode	27
4.2. Channeltron-Messmethode	31
4.3. Zeitauflösung	37
4.3.1. Transversaler Strahlradius	37
4.3.2. Phasenjitter	38
4.3.3. Beiträge der Schirm-Messmethode	38
4.3.4. Beiträge bei der Channeltron-Messmethode	39
4.3.5. Gesamtauflösung der Messmethoden	40
5. Simulationen mit dem Diffusionsmodell	41
6. Messungen	45
6.1. Messungen an bulk-GaAs bei $\lambda = 800$ nm	45
6.2. Messungen an bulk-GaAs bei $\lambda = 400$ nm	48
6.3. Messungen mit PCA	52
6.4. Vergleich der Kathodentypen	54
7. Zusammenfassung und Ausblick	57

A. Anhang	59
A.1. Details zum Hochfrequenz-System	59
A.2. Bild des Analysiererspalts	61
A.3. Mathematica-Code für das Diffusionsmodell	62

1. Einleitung

Zukünftige Beschleunigerprojekte stellen hohe Anforderungen an die Elektronenquelle. Geplante Beschleuniger wie z.B. MESA (**M**ainz **E**nergy-Recovering **S**uperconducting **A**ccelerator) und BERLinPro (**B**erlin **E**nergy **R**ecovery **L**inac **P**roject) sollen mit Photoemissions-Kathoden hohe mittlere Strahlströme im Bereich von 10–100 mA mit einer hohen Quantenausbeute¹ und niedriger Emittanz² bei zugleich langer Lebensdauer erzeugen.

Bei diesen hohen Strömen können ein Halo-Effekt³ oder verzögerte Nachpulse einen störenden Einfluss auf die Experimente haben und zu erheblichen Ladungsverlusten führen, wenn sie nicht in der Beschleunigerakzeptanz⁴ liegen. Typischerweise liegt die Akzeptanz für Hochfrequenz-Elektronenquellen (z.B. BERLinPro) im Bereich von 10 ps. Dazu ist es notwendig, die Impulsantwort der Photokathoden sehr genau zu analysieren.

Ein häufig verwendetes Kathodenmaterial ist Galliumarsenid (GaAs), aus dem durch Laserbestrahlung polarisierte oder unpolarisierte Elektronenstrahlen mit einer guten Quantenausbeute erzeugt werden können. Allerdings ist die Lebensdauer solcher GaAs-Photokathoden bei der Extraktion hoher Ströme begrenzt [Riehl11].

Im Rahmen einer deutsch-russischen Forschungskooperation PCHB⁵ aus den Helmholtz-Zentren Dresden-Rossendorf und Berlin sowie den Universitäten St. Petersburg, Moskau und Mainz sollen die Multialkali-Photokathoden der nächsten Generation entwickelt und erforscht werden. Von diesen Photokathoden erwartet man eine Kombination aus einem hohen Strahlstrom mit kleiner Emittanz bei einer langen Lebensdauer. Eines dieser interessanten neuen Kathodenmaterialien ist K₂SbCs (Kalium-Cäsium-Antimonid, kurz PCA⁶). Über dieses Material ist noch sehr wenig bekannt, obwohl es dazu schon 1968 von A. H. Sommer [Somm68] erste Veröffentlichungen gab. In der Literatur [Somm68, DBD+10, LBC+09, BBP+05] gibt es Hinweise, dass es robuster als das häufig verwendete GaAs ist und eine etwa 100 mal so lange Lebensdauer bei vergleichbarem extrahiertem Strom besitzt. In den geplanten Beschleunigerprojekten MESA und BERLinPro sollen Multialkali-Photokathoden für Experimente, die einen hohen Strahlstrom erfordern, zum Einsatz kommen.

Ziel dieser Diplomarbeit ist die Untersuchung der Zeitstruktur von PCA sowie

¹Erzeugter Strahlstrom pro eingestrahelter Laserleistung

²Volumen des Phasenraums

³langsames Abklingen nach dem Pulsmaximum

⁴Zeitraum, in dem das zur Beschleunigung verwendete Wechselfeld beschleunigend wirkt

⁵Photocathode Research for **H**igh **B**rightness Electron Beams

⁶englisch für **p**otassium **c**aesium **a**ntimonide

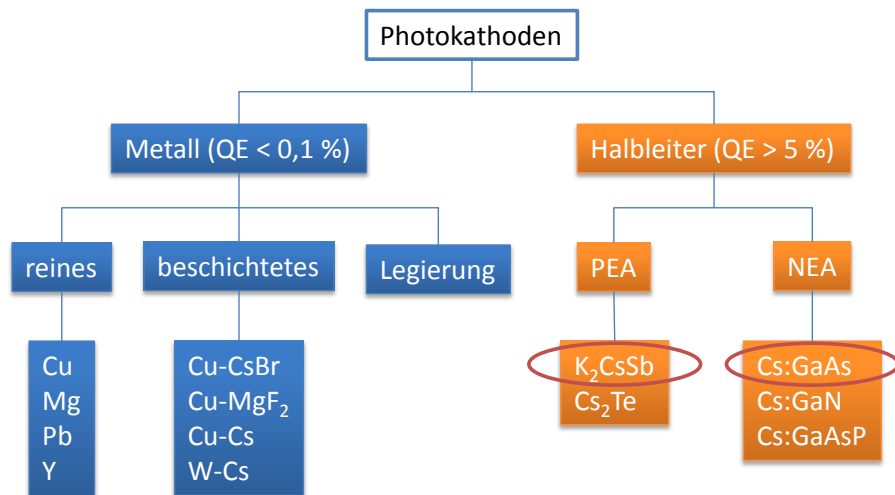
GaAs bei verschiedenen Laserwellenlängen, was mehrere Herausforderungen an den experimentellen Aufbau mit sich bringt. So wird ein Lasersystem benötigt, das Femtosekundenpulse im Ultraviolett-Bereich (UV) liefert und außerdem auf ein Hochfrequenz-System synchronisiert werden kann. Durch eine Erweiterung des am Institut für Kernphysik bestehenden Lasersystems konnten nun erstmals im Rahmen dieser Diplomarbeit die Pulsantwort von PCA untersucht und mit der von GaAs verglichen werden.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden Grundlagen zu Elektronenquellen, die für das Verständnis dieser Diplomarbeit benötigt werden, kurz erklärt.

2.1. Photokathoden

Es gibt viele Materialien, mit denen man Elektronenstrahlen erzeugen kann. Eine Übersicht über verschiedene Photokathoden aus ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Es ist zu beachten, dass es sich hierbei nicht um eine vollständige Liste handelt.



Liste nicht vollständig

Abbildung 2.1.: Übersicht über verschiedene Photokathodentypen [DBD+10]. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Kathoden sind rot markiert.

Photokathoden können u.a. in Metall- und Halbleiterkathoden unterteilt werden. Auf Metallkathoden wird im Folgenden nicht weiter eingegangen, da sie den Nachteil besitzen, dass die Quantenausbeute (QE), welche das Verhältnis von extrahiertem Elektronenstrom zu eingestrahelter Laserleistung beschreibt, im Bereich $< 0,1\%$ ¹ liegt. Mit Halbleiterkathoden können — abhängig von der benutzten Wel-

¹ $QE(\%) = \frac{I_{\text{Photo}}}{P_{\text{Laser}}} \cdot \frac{h \cdot c}{e \cdot \lambda} = QE\left(\frac{\text{A}}{\text{W}}\right) \cdot \frac{1245}{\lambda(\text{nm})}$

lenlänge — hohe Quantenausbeuten im Bereich $> 5\%$ erreicht werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden die in rot markierten Halbleiterkathoden verwendet; dazu gehören Cs:GaAs und PCA.

Cs:GaAs zählt zu den Halbleiterkathoden mit einer negativen Elektronenaffinität (NEA). Die Elektronenaffinität χ ist durch

$$\chi = E_V - E_L \quad (2.1)$$

gegeben. E_V steht für die Vakuumenergie und E_L für die Energie des Leitungsbandminimums. In reinem Galliumarsenid beträgt χ etwa 4,1 eV [Herr94]. Wird eine CsO₂-Schicht² (Cäsiumdioxid) aufgetragen, wird E_V so weit abgesenkt, dass χ negativ wird (typisch sind $-0,5$ eV). Durch die negative Elektronenaffinität besitzen alle Elektronen im Leitungsband, welche die Oberfläche des Halbleiters erreichen, ausreichend Energie, um das Material verlassen zu können.

Bei spinpolarisierten Experimenten werden häufig Infrarot-Laser (IR-Laser) mit einer Laserwellenlänge im Bereich von 800 nm zur Photoemission aus GaAs-Kathoden verwendet, da bei dieser Wellenlänge das Produkt aus Quantenausbeute und Polarisation maximal ist [Aule07]. Die Gruppe der Cs:GaAs-Photokathoden kann unterteilt werden, wobei die einfachste und in dieser Arbeit verwendete Form bulk-GaAs ist. Hierbei handelt es sich um reines GaAs mit einer kubisch-symmetrischen Kristallform, der sogenannten Zinkblende-Struktur (siehe Abbildung 2.2).

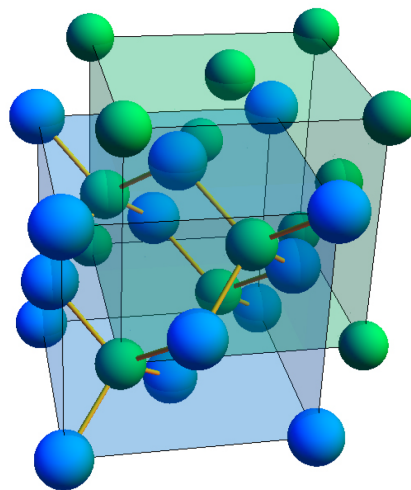


Abbildung 2.2.: Kristallstruktur von bulk-GaAs [Rieh11]. Die Galliumatome sind in blau und die Arsenatome in grün eingefärbt. Die kubisch-flächenzentrierten Gitter einer Atomsorte sind jeweils um ein Viertel der Raumdiagonalen einer Elementarzelle gegeneinander verschoben. Jeweils eine Elementarzelle ist durch den blauen bzw. grünen Würfel angedeutet.

²Auch andere Kombinationen aus Cäsium und Sauerstoff sind möglich.

PCA hingegen gehört zur Kategorie der Kathoden mit positiver Elektronenaffinität (PEA), d.h. die Differenz $E_V - E_L$ ist positiv. Die aufzubringende Austrittsarbeit ϕ , welche durch die Differenz zwischen Vakuumenergie E_V und Fermienergie E_F beschrieben wird, liegt für PCA bei etwa 2,1 eV [Somm68]. Für die Photoemission aus PCA-Photokathoden müssen die Photonen mindestens diese Energie besitzen. Die Energie der Photonen in Abhängigkeit der Wellenlänge lässt sich über folgende Beziehung berechnen:

$$E_{\text{Laser}} = h \cdot f = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (2.2)$$

Mit den Naturkonstanten h und c folgt für eine Wellenlänge von 800 nm eine Energie von etwa 1,55 eV und für 400 nm eine Energie von etwa 3 eV. Es zeigt sich, dass für die Photoemission IR-Laser nicht ausreichen, sondern energiereiche Ultraviolett-Laser (UV-Laser) nötig sind.

2.2. Photoemission aus Halbleitern

2.2.1. Spicers Drei-Stufen-Modell

In einem Artikel von W. E. Spicer 1953 wurde der Photoeffekt als ein Drei-Stufen-Modell beschrieben, in dem die Schritte unabhängig voneinander ablaufen [Spic83, Spic93]. Im ersten Schritt werden die Elektronen durch optisches Pumpen, also der Absorption eines Photons, vom Valenzband in das Leitungsband angeregt. Die auftreffenden Photonen müssen dabei mindestens eine Energie von $\hbar\omega = E_g$ besitzen³. In GaAs beträgt E_g etwa 1,42 eV [Aule07]. Im zweiten Schritt diffundieren diese angeregten Elektronen an die Oberfläche des Festkörpers. Dabei kann es zu Energieverlusten durch Wechselwirkungen, wie z.B. Stöße mit dem Kristallgitter, kommen (thermalisieren). Im dritten Schritt verlassen sie den Festkörper, indem sie durch die Potentialbarriere, die sich zwischen Oberfläche und Vakuum befindet, tunneln. Das Drei-Stufen-Modell für eine NEA-Photokathode ist auf der linken Seite in Abbildung 2.3 schematisch gezeigt.

Die maximale Energiebreite der austretenden Elektronen liegt im Bereich von χ , falls die Elektronen mit IR-Photonen angeregt werden.

Für eine Anregung mit UV-Photonen ist je nachdem wie schnell die Elektronen thermalisieren davon auszugehen, dass die maximale Energiebreite etwas größer ist, da die Energie der UV-Photonen dafür sorgt, dass die Elektronen in höhere Energieniveaus angeregt werden.

Auf der rechten Seite in Abbildung 2.3 sind die Energieniveaus an der Oberfläche einer PEA-Photokathode gezeigt. Dadurch, dass die Vakuumenergie über der Leitungsbandenergie liegt, reicht die Energie der IR-Photonen nicht aus um die Elektronen mit genügend Energie anzuregen. Die UV-Photonen hingegen besitzen

³ E_g ist die Differenz zwischen der Energie des Leitungsbandminimums E_L und des Valenzbandmaximums E_{Val}

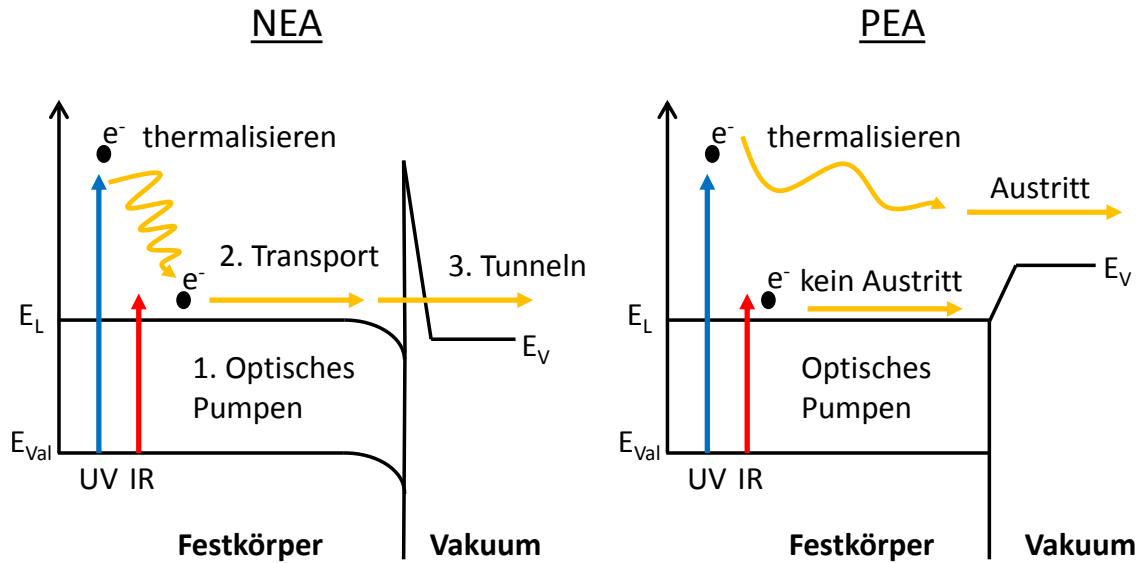


Abbildung 2.3.: Energieniveaus an der Oberfläche bei NEA- (links) und PEA-Photokathoden (rechts).

soviel Energie, dass die dadurch angeregten Elektronen nach dem Stoßprozessen noch genug Energie besitzen, um den Festkörper verlassen können. Die maximale Energiebreite bei PEA-Photokathoden liegt im Bereich $E_{\text{Laser}} - \phi$ (bei PCA etwa 0,9 eV), abhängig von den Streuprozessen.

2.2.2. Erzeugung negativer Elektronenaffinität

Die Energieniveaus in einem System aus Halbleiter, Oberfläche und Vakuum sind in Abbildung 2.4 zu sehen. Damit Elektronen den Halbleiter verlassen können, muss die Energie der Elektronen im Kristall größer als die Vakuumenergie sein.

Bild (a) zeigt einen undotierten Kristall, bei dem die Energielücke bis zum Fermi-niveau E_F mit Elektronen besetzt ist. Die aufzubringende Austrittsenergie wird durch den Parameter ϕ beschrieben, welcher die Differenz zwischen Vakuumenergie E_V und Fermi-niveau ist.

Diagramm (b) zeigt einen p-dotierten Halbleiter. Durch die Dotierung werden zusätzliche Elektronenzustände in der Nähe des Valenzbandminimums erzeugt, wodurch das Fermi-niveau in Richtung Valenzband verschoben wird. Die Verbiegung der Valenz- und Leitungsbandkante wird durch die positive Raumladungszone an der Oberfläche hervorgerufen, die durch das Abwandern der Löcher in die energetisch günstigeren Oberflächenzustände gebildet wurde. Die ortsfesten negativen Akzeptoren bleiben zurück und senken die Energie der Bandzustände ab. Man

spricht von einer Bandbiegungszone (BBR⁴). Die Breite b dieser BBR kann über

$$b = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot E_{\text{BBR}}}{2\pi n q_e^2}} \quad (2.3)$$

berechnet werden mit der Energiebreite der Bandbiegungszone E_{BBR} im Bereich 0,5 eV bis 0,7 eV, einer Dielektrizitätskonstanten $\epsilon = 13$ für GaAs und einer Dotierungsdichte n zwischen $4 \times 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$ und $10 \times 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$ [ASH+02]. Für GaAs ergibt sich so für die Breite der Raumladungszone $b \approx 10 \text{ nm}$.

In (c) ist die Oberfläche des dotierten Materials mit Cäsium und Sauerstoff bedampft worden. Durch die Dotierung und die Oberflächenzustände bildet sich ein positiv geladener Bereich an der Kathodenoberfläche aus, sodass sich die aufgedampften Cs-Atome wie kleine Dipole ausrichten. Diese Ausrichtung der Dipole verursacht innerhalb einer Atomlage ein elektrisches Feld. Durch Zugabe von Sauerstoff wird dieser Effekt verstärkt. Mit wachsender Schichtdicke der Dipolschicht sinkt die Vakuumenergie bis unter die Leitungsbandenergie ab. Die Elektronenaffinität wird negativ (typisch sind $-0,5 \text{ eV}$). Die angeregten Elektronen können durch die dünne Potentialbarriere tunneln [TE68].

⁴band bending region

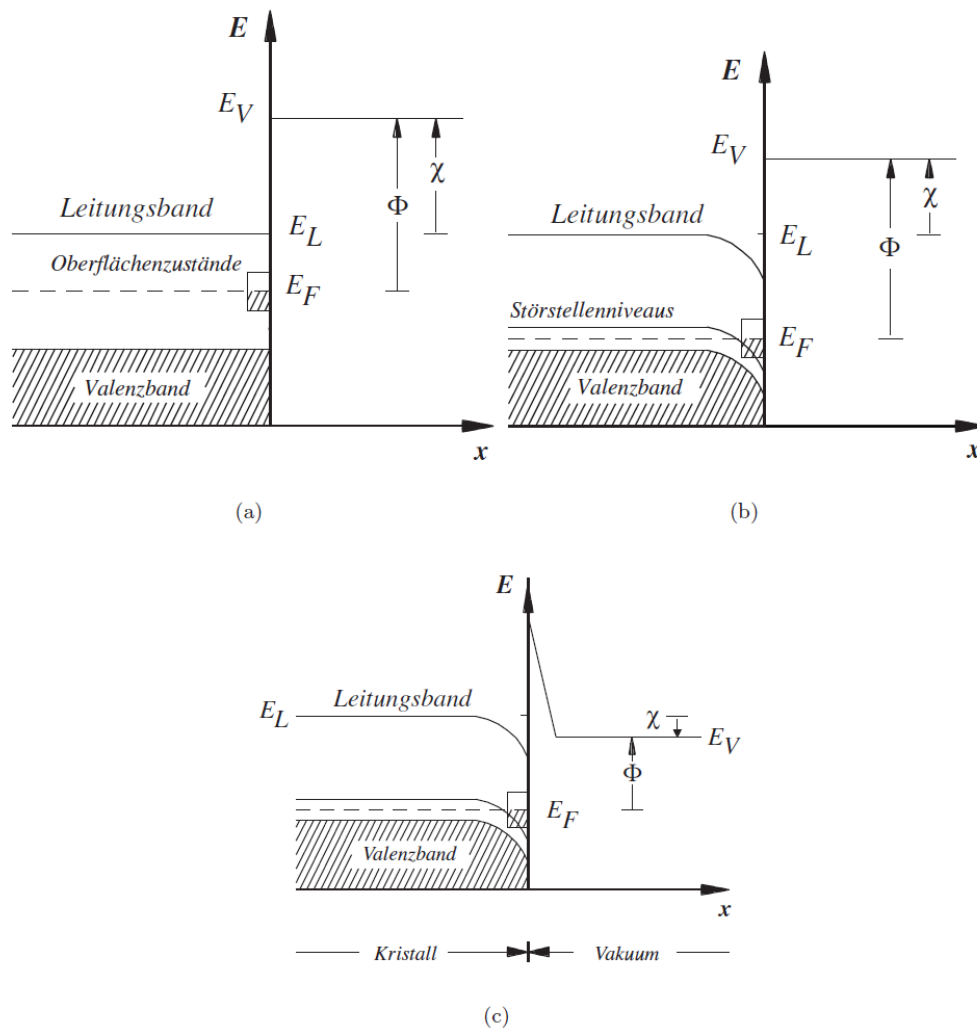


Abbildung 2.4.: Energieniveaus an einer Halbleiteroberfläche [Hart97]. In (a) ist der Zustand in einem undotierten Material zu sehen. Das Fermi-niveau E_F liegt zwischen Leitungs- E_L und Valenzbandniveau E_{Val} . In (b) ist ein p-dotierter Halbleiter gezeigt. Sowohl Leitungs- als auch Valenzband sind nach unten verbogen, wodurch das Fermi-niveau weiter abgesenkt wird. Bei (c) ist das dotierte Material zusätzlich mit Cäsium bedampft, was zu einer Absenkung der Vakuumenergie und einer negativen Elektronenaffinität χ führt.

2.2.3. Laufzeiteffekte

Der Einsatz eines gepulsten Lasers ermöglicht die Emission von Laserpulsen aus Photokathoden. Die Elektronen innerhalb eines Pulses sind nicht monoenergetisch, sondern besitzen eine Energieverteilung. Gründe dafür sind z.B. unterschiedliche Energieverluste in der Bandbiegungszone. Aus den unterschiedlichen Austrittsenergien der Elektronen resultieren Geschwindigkeitsunterschiede, welche zu einer Laufzeitverschmierung Δt führen. Die Laufzeitdifferenz Δt ist der Zeitunterschied zwischen zwei Elektronen unterschiedlicher Emissionsenergie nach Durchlaufen des Beschleunigungsfeldes und kann durch folgende Beziehung beschrieben werden:

$$\Delta t = \frac{\sqrt{2E_{\text{NEA}} \cdot m_e}}{q_e \cdot F} \quad (2.4)$$

E_{NEA} ist die Differenz zwischen minimaler und maximaler Austrittsenergie (Energiebreite), m_e die Elektronenmasse, q_e die Elektronenladung und F das Beschleunigungsfeld. In [Rie11] wurden die Laufzeiteffekte für GaAs bei einer Laserwellenlänge von 800 nm genauer untersucht.

Für ein Beschleunigungsfeld von $F = 1 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ und eine maximale Energiebreite von $E_{\text{NEA}} = 0,3 \text{ eV}$ folgt eine Laufzeitverschmierung $\Delta t = 1,8 \text{ ps}$. Allein durch energieabhängige Laufzeitdispersion sind also ehemals kurze, scharfe Pulse am Detektor longitudinal ausgedehnt.

2.2.4. Diffusion

Ein in [HBH+99] vorgestelltes Modell beschreibt die Elektronenbewegung in einem Halbleiter nur durch Diffusion. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Elektronen durch das Halbleitermaterial fortbewegen, wird durch die Diffusionskonstante D beschrieben. D ist der einzige freie Parameter des Modells und liegt typischerweise bei GaAs im Bereich zwischen $20 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ und $40 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$. In [ASH+02] wird aus dem Diffusionsmodell eine Beziehung für die Pulsantwort bzw. den emittierten Strom $j(t)$ abgeleitet.

Die Konzentration $c(x, t)$ der angeregten Elektronen in der aktiven Zone mit der Dicke d ist Lösung folgender Differentialgleichung:

$$D \frac{d^2}{dx^2} c(x, t) - \frac{d}{dt} c(x, t) = 0 \quad (2.5)$$

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung hat die Form:

$$c(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \sin\left(\frac{k\pi x}{d}\right) \exp\left[-\left(\frac{k\pi}{d}\right)^2 Dt\right] \quad (2.6)$$

Bei einer zur Lösung notwendigen Randbedingung verschwindet die Konzentration an den Rändern der aktiven Zone, also sind $c(0, t) = 0$ und $c(d, t) = 0$. Zusätzlich soll die Anfangskonzentration proportional zum Absorptionsprofil des anregenden

Laserpulses sein; es gilt also $c(x, 0) \propto e^{-\alpha x}$ für $0 < x < d$. Hierbei entspricht α dem Absorptionskoeffizienten des Kathodenmaterials und ist abhängig von der Wellenlänge des einfallenden Laserlichts. Um diese Randbedingung zu erfüllen, muss A_k den Fourierkoeffizienten des Anfangsprofils $c(x, 0)$ entsprechen, welche wie folgt aussehen:

$$A_k \propto \frac{k\pi[1 - (-1)^k e^{-\alpha d}]}{(\alpha d)^2 + (k\pi)^2} \quad (2.7)$$

Da der emittierte Strom $j(t)$ proportional zum Konzentrationsgradienten bei $x = 0$ ist, folgt somit:

$$j(t) \propto \frac{d}{dx} c(0, t) \propto \sum_{k=1}^{\infty} A'_k \exp \left[- \left(\frac{k\pi}{d} \right)^2 D t \right] \quad (2.8)$$

mit $A'_k = kA_k$. Hierbei entspricht α dem Absorptionskoeffizienten des Kathodenmaterials, d der Schichtdicke der aktiven Zone und D der Diffusionskonstanten der Elektronen. Die vom Diffusionsmodell vorhergesagte Pulsform ist in Abbildung 2.5 gezeigt.

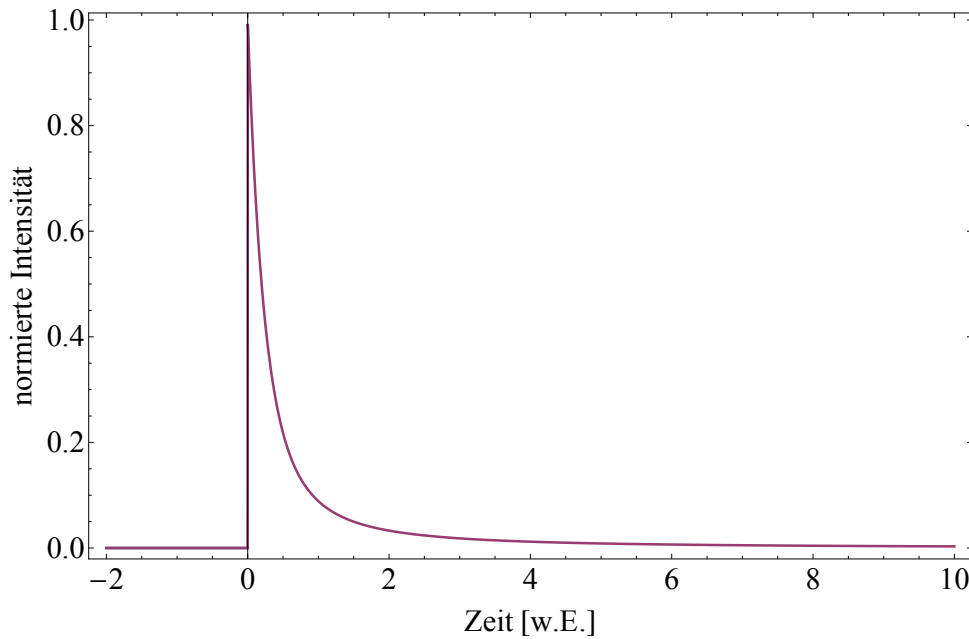


Abbildung 2.5.: Vom Diffusionsmodell vorhergesagte Pulsform in willkürlichen Einheiten. Es wird ein sprunghafter Anstieg gefolgt von einem schnellen exponentiellen Abfall vorhergesagt.

3. Experimenteller Aufbau

In diesem Abschnitt wird die Apparatur zur zeitaufgelösten Vermessung von Elektronenpulsen beschrieben. Nach Abschluss der Arbeiten von [Rieh11] wurde der Messaufbau teilweise demontiert, um Platz für andere Experimente zu schaffen. Aufgrund der aktuellen Thematik (wie z.B. MESA, PCHB-Kollaboration) wurde die Untersuchung von Pulsantworten aus neuen Photokathodentypen wieder interessant. Daher war es notwendig, den demontierten Aufbau an die aktuellen Platzbedingungen anzupassen, um die Messroutinen wieder in Betrieb nehmen zu können. Dazu zählt der Wiederaufbau bzw. die Erneuerung des Hochfrequenz-Systems, die Inbetriebnahme des neuen frequenzverdoppelten Lasersystems sowie der Einbau von Analysierspalt und Channeltron.

3.1. PKAT

Die Abkürzung PKAT steht für „**P**olarisierte **K**Anone **T**est“. Hierbei handelt es sich um eine zur PKA1¹ bei MAMI² baugleiche 100 keV Elektronenquelle. Die PKAT wurde im Rahmen der Dissertation von [Hart97] aufgebaut und in Betrieb genommen. Angeschlossen an die Quelle sind Elemente zur Strahlführung und Strahldiagnose.

Eine schematische Zeichnung des PKAT-Aufbaus ist in Abbildung 3.1 zu sehen; die für diese Diplomarbeit wichtigen Elemente sind mit einem Pfeil beschriftet. Über sechs Umlenkspiegel gelangt der Laserpuls von unten auf die Photokathode. Die erzeugten Elektronenpulse werden über eine Anode auf eine kinetische Energie von 100 keV beschleunigt, was einer Geschwindigkeit von etwa $0,55 c$ entspricht. Mittels eines Alpha-Magneten werden die Elektronenpulse um 270° aus der Vertikalen in die Horizontale abgelenkt. Über Quadrupole sowie zwei Doppelsolenoiden lässt sich der Strahl fokussieren. Für kleine Korrekturen der horizontalen und vertikalen Strahllage werden Wedler-Magnete verwendet. Diagnoseleuchtschirme zur Überprüfung der Strahllage befinden sich an Scanner 15 sowie in der BIF³- und Thomson-Kammer. In einer Deflektor-Kavität (siehe Abschnitt 3.3) wird das longitudinale Strahlprofil in ein transversales Strahlprofil transformiert, wie es durch die grün skizzierten Pulsformen in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Über einen YAG⁴-Leuchtschirm und eine Kamera kann das transversale Strahlprofil — und somit

¹Polarisierte **K**Anone **1**

²**M**Ainzer **M**ikrotron

³**b**eam induced **f**luorescence, strahlinduzierte Fluoreszenz

⁴**Y**ttrium-**A**luminium-**G**ranat: $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$

die zeitliche Struktur — mit der Schirm-Messmethode aufgenommen werden (siehe Abschnitt 4.1). Der zweite Alpha-Magnet sowie die Thomson- und BIF-Kammern sind Teil anderer Experimente und werden für diese Diplomarbeit nicht benötigt [Weil].

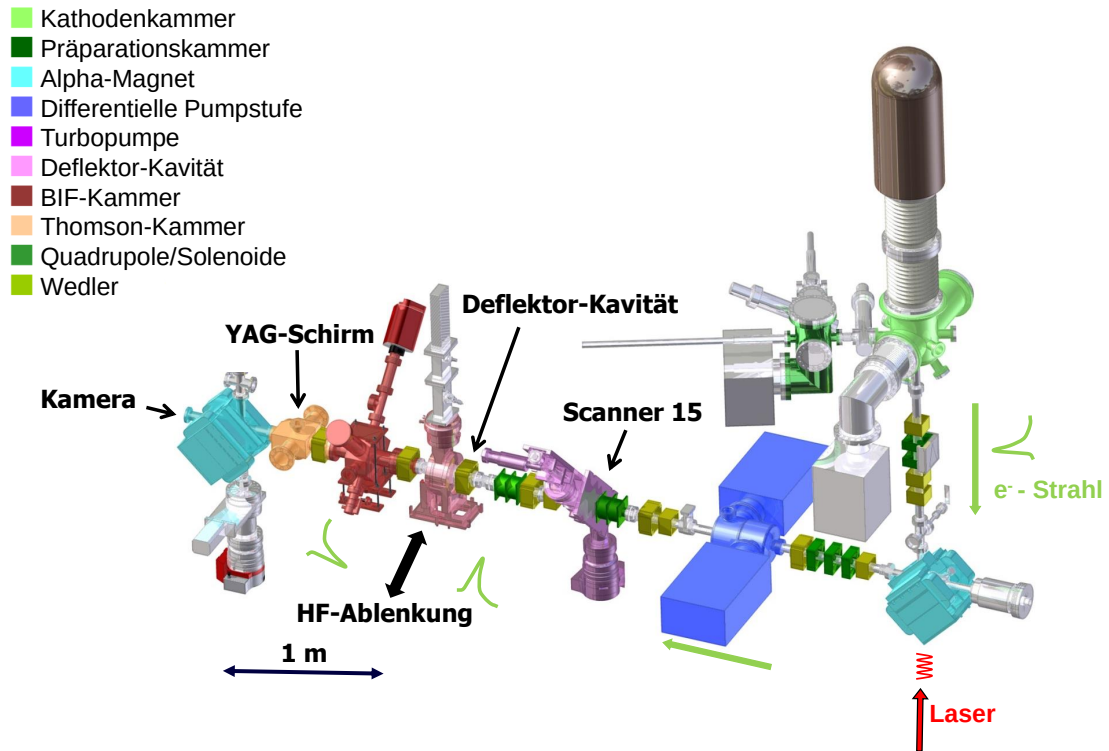


Abbildung 3.1.: Übersicht über den Aufbau der PKAT [WAB13]. Schematisch sind die Strahlengänge des Lasers (rot) und des Elektronenstrahls (grün) durch Pfeile angedeutet. Eine differentielle Pumpstufe trennt das Vakuum in der Quellenkammer ($\sim 10^{-11}$ mbar) von dem Vakuum im restlichen Strahlengang ($\sim 10^{-8}$ mbar). Der zweite Alpha-Magnet, die BIF-Kammer und die Thomson-Kammer sind Teil anderer Experimente und für die Messungen dieser Diplomarbeit nicht relevant.

3.2. Lasersystem

Die Messung der Impulsantwort verlangt nach Laserpulsen, deren Dauer klein gegen die zu erwartende Impulsantwort ist, die hier im Bereich von Pikosekunden liegen sollte. Zudem müssen in Abhängigkeit der verwendeten Kathodenmaterialien GaAs und PCA unterschiedliche Wellenlängen möglich sein.

Um diese Anforderungen zu erfüllen, kommt ein kommerzielles Lasersystem zum

Einsatz (siehe Abbildung 3.2): Ein 10 W Pumplaser⁵ (links) mit 532 nm cw⁶ regt einen Titan-Saphir-Laser⁷ (MIRA 900; Mitte) an, welcher rund 150 fs lange Pulse mit einer Wellenlänge von $\lambda = 800$ nm erzeugt. Durch einen Frequenzverdoppler⁸ (rechts), einen sogenannten **Second-Harmonic-Generator** (SHG), lässt sich die Wellenlänge auf $\lambda = 400$ nm halbieren.

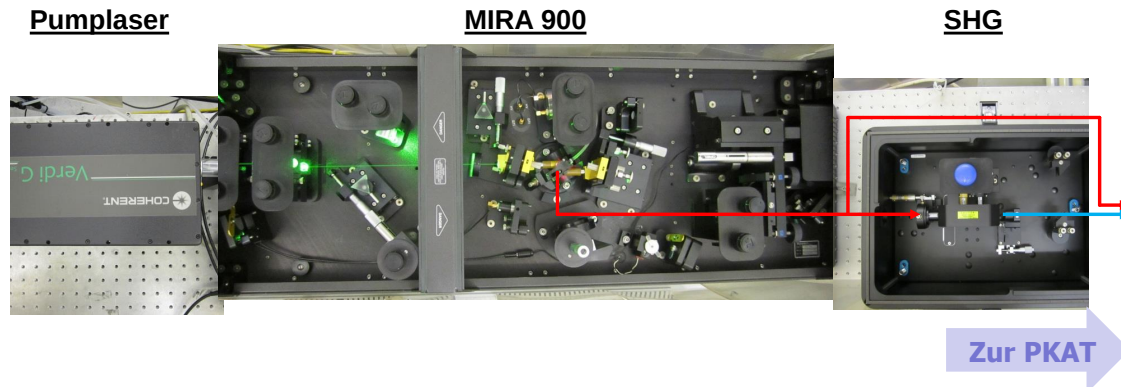


Abbildung 3.2.: Das verwendete Lasersystem. Auf der linken Seite befindet sich der Pumplaser, in der Mitte der MIRA 900 und auf der rechten Seite der Frequenzverdoppler (SHG). Die rote Linie zeigt den schematischen Strahlengang für $\lambda = 800$ nm und die blaue Linie für $\lambda = 400$ nm. Die Strahlengänge entsprechen nicht den exakten Verläufen.

Das zentrale Element ist der MIRA 900, dessen Hauptbestandteil ein $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ -Kristall ist, welcher als Lasermedium dient. Abbildung 3.3 zeigt eine Prinzipskizze des MIRA 900. Die genaue Funktionsweise der einzelnen Elemente ist in [Schu04] genauer erklärt und wird hier nicht weiter erläutert. Der MIRA 900 ist abstimmbar und kann Laserpulse im Wellenlängenbereich von 755 nm bis 890 nm bei einer Pulslänge von rund 150 fs und einer Repetitionsrate von 76 MHz erzeugen.

Der SHG, welcher im Rahmen dieser Diplomarbeit in Betrieb genommen wurde, nutzt Effekte der nichtlinearen Optik aus, um die Frequenz des einfallenden Lichts zu verdoppeln und somit die Wellenlänge zu halbieren. Die einfallenden Pulse mit einer Wellenlänge von 800 nm werden so zu 400 nm-Pulsen. Schematisch sind die Strahlengänge für die 400 nm-Pulse (blau) und die 800 nm-Pulse (rot) eingezeichnet. Um Messungen bei 800 nm durchführen zu können, kann der Laserstrahl mit 4 Umlenkspiegeln um den SHG herumgeführt werden.

Abbildung 3.4 zeigt in einer Vergrößerung den Innenaufbau des SHG und detaillierter den Strahlengang. Von links kommt der Laserpuls mit $\lambda = 800$ nm vom MIRA 900 und trifft im SHG auf einen nichtlinearen Kristall. Durch unterschiedliche Brechungsindizes in diesem Kristall kommt es zu einer Überlagerung des

⁵Coherent Verdi G 10

⁶continuous wave; Dauerstrichbetrieb

⁷Coherent MIRA 900 D

⁸APE HarmoniXX

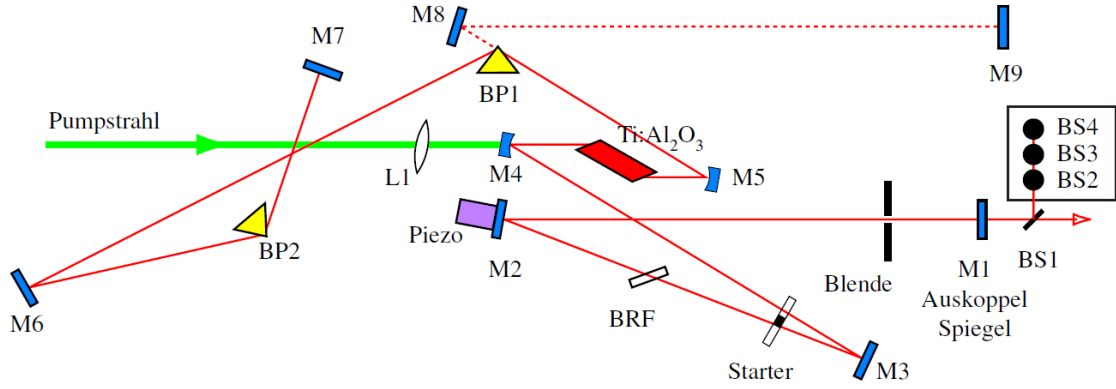


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung des Strahlengangs im MIRA 900 Laser [Schu04].

einfallenden und reflektierten Strahls, sodass Anteile mit doppelter Frequenz entstehen. Über einen selektiven Spiegel können die 400 nm-Pulse extrahiert und von den Resten des Pumpasers getrennt werden. Die Strahlengänge sind schematisch für $\lambda = 800$ nm (rot) und $\lambda = 400$ nm (blau) eingezeichnet. Der nichtlineare Kristall bewirkt einen kleinen Versatz des Laserstrahls und kann über einen zweiten Kristall korrigiert werden. Dazu lassen sich die Kristalle über einen Drehknopf gegeneinander verkippen. Auf der linken Seite im Bild befinden sich ein Strahlteiler und eine Photodiode, welche für das Synchrolock-System benötigt werden (siehe Abschnitt 3.4).

Die erzeugten Laserpulse werden über sechs Umlenkspiegel, diverse Abschwächer und ein Teleskop zur Fokussierung in das benachbarte PKAT-Labor transportiert und von unten durch den Alpha-Magneten lotrecht auf die Photokathode gelenkt (siehe Abbildung 3.1). Hierbei ist zu beachten, dass optische Linsen unterschiedliche fokussierende Eigenschaften bei verschiedenen Wellenlängen aufweisen, sodass der Strahlengang bei jedem Wellenlängenwechsel neu optimiert werden muss.

Auf der Kathode wurden runde Laserspot-Durchmesser von FWHM⁹ etwa 200 μm bei 800 nm und etwa 400 μm bei 400 nm mit Hilfe einer virtuellen Kathode und eines Strahlanalysators¹⁰ gemessen. Die virtuelle Kathode ist wie folgt realisiert worden: Die Laserpulse werden über ein Prisma, welches knapp vor dem Eintritt ins Vakuumsystem platziert worden ist, ausgekoppelt und in das Labor gelenkt. In gleichem Abstand zur Kathode wird das Messgerät zur Strahldurchmesser-Analyse platziert und die Laserstrahldurchmesser vermessen.

⁹full width at half maximum

¹⁰Newport Beam Profiler KEP-3-SL

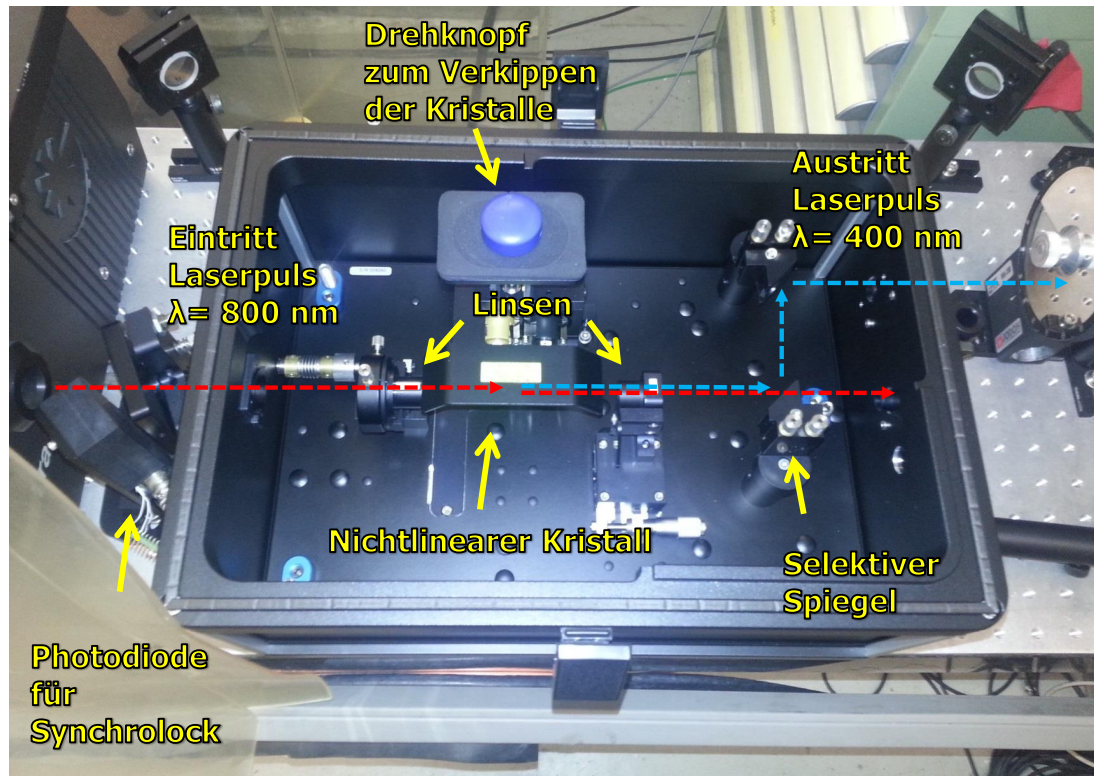


Abbildung 3.4.: Innenaufbau des Second-Harmonic-Generators (SHG). Das Herzstück des SHGs bildet ein nichtlinearer Kristall, welcher die Frequenz des einfallenden Laserpulses durch Effekte der nichtlinearen Optik verdoppelt. Der Laserpuls aus dem MIRA 900 mit einer Wellenlänge von 800 nm wird durch den SHG frequenzverdoppelt und tritt mit einer Wellenlänge von 400 nm aus. Ein zweiter Kristall dient zur Korrektur des Versatzes, welcher durch den frequenzverdoppelnden Kristall hervorgerufen wird. Durch einen Drehknopf lassen sich beide Kristalle gegeneinander verkippen, um den Strahlengang optimieren zu können.

3.2.1. Bedeutung eines Laser-Halos im Zeitbereich

Im Experiment müssen eventuell winzige Effekte, die der Impulsantwort der Kathode zuzurechnen sind, von Qualitätsmängeln der Laserpulse unterschieden werden. Bei der Erzeugung von Laserpulsen können unter Umständen neben den Hauptpulsen weitere Moden im Kristall angeregt werden, die ebenfalls emittiert werden. Damit können im zeitlichen Verlauf neben den gewünschten Hauptmaxima auch kleine Nebenmaxima (Halo) im Intensitätsbereich 10^{-6} existieren. Diese können beim Auftreffen auf die Photokathode unerwünschte Signale oder Untergrund erzeugen.

Die Intensität $I(t)$ eines Mode-Locked-Laser (Laser im Pulsbetrieb) bei dem N

Moden anschwingen ist durch folgende Beziehung gegeben [Sieg86]:

$$I(t) \propto \frac{\sin^2(\frac{N\omega t}{2})}{\sin^2(\frac{\omega t}{2})} \quad (3.1)$$

Die Einflüsse auf die Intensität der erzeugten Pulse, wenn mehrere Moden anschwingen, sind in Abbildung 3.5 gezeigt.

Diese Nebenmaxima können bei den $\lambda = 800$ nm Pulsen aus dem MIRA 900 vorhanden sein. Allerdings wird diese Struktur bei den $\lambda = 400$ nm Pulsen aus dem SHG unterdrückt, da zur Frequenzverdopplung mit dem nichtlinearen Kristall eine hohe Intensität notwendig ist. Dies bedeutet, dass bei den Messungen mit einer Wellenlänge von 400 nm dieser Effekt zu vernachlässigen ist. Bei den Messungen bei $\lambda = 800$ nm können dadurch eventuell kleine Störsignale hervorgerufen werden. Allerdings wurden in den 800 nm Messungen Intensitätssignale im Bereich 10^{-2} gemessen (siehe Abschnitt 6.1); ein Laser-Halo im 10^{-6} Bereich hat da noch keinen großen Einfluss auf die Messergebnisse.

Eine andere Ursache für ein Laser-Halo, welcher bei 400 nm und 800 nm Pulsen auftreten kann, können Reflexionen während des Laserstrahltransports sein. Diese können zum einen durch kleine Staubpartikel auf den Spiegeln, oder durch Reflexionen an den Oberflächen des Vakuumfensters hervorgerufen werden.

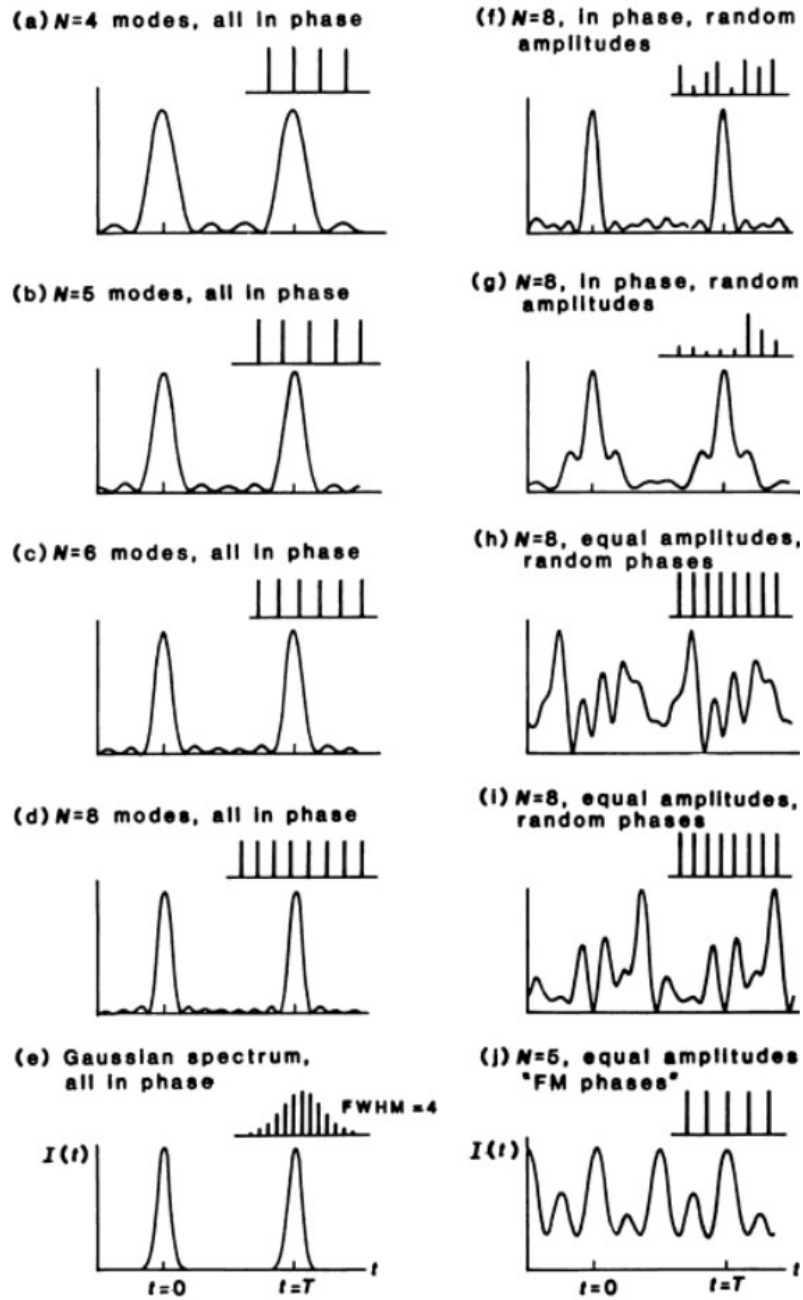


Abbildung 3.5.: Einfluss von höheren Moden auf die erzeugten Laserpulse bei Mode-Locked-Lasern [Sieg86].

3.3. Hochfrequenz-System und Deflektor-Kavität

Im Rahmen dieser Diplomarbeit ist das in [Weis04], [Rieh06] und [Rieh11] verwendete 2 kW-Klystron¹¹ durch einen kompakteren und leichter handhabbaren 400 W

¹¹Um die Haltbarkeit zu Verlängern, wurde das Klystron nur bei maximal 200 W betrieben.

Halbleiterverstärker ersetzt worden. Dieser wurde hausintern am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität entwickelt und gebaut und arbeitet bei der MAMI-Frequenz von 2,45 GHz. Zur Verlängerung der Haltbarkeit des Geräts, wurde der Halbleiterverstärker bei den Messungen nicht unter Volllast, sondern maximal bei 340 W betrieben.

Abbildung 3.6 zeigt den apparativen Aufbau des Hochfrequenz-Systems (HF-System). Das 2,45 GHz HF-Signal vom MAMI-Master wird zuerst von einem 40 W Halbleiterverstärker vorverstärkt und gelangt anschließend in den 400 W Hauptverstärker. Über einen Hohlleiter wird die Leistung in eine von [Hart97] entwickelte Deflektor-Kavität eingekoppelt. Diese wird in der TM-110-Mode¹² betrieben, welche eine vertikale Ablenkung bei durchfliegenden Elektronen bewirkt. Das elektrische und das magnetische Feld der TM-110-Mode ist in den Abbildungen 3.8 und 3.7 gezeigt¹³. Die Felder oszillieren im zeitlichen Verlauf, sodass sie nach einer halben Periode in die entgegengesetzte Richtung zeigen.

Der Elektronenstrahl auf der Sollbahn fliegt entlang der z-Achse durch den Mittelpunkt des zylinderförmigen Hohlraumresonators. Das elektrische Feld verschwindet auf der Sollbahn und hat somit keinen Einfluss auf die Flugbahn der Elektronen (siehe Abbildung 3.7). Allerdings kann es bei Elektronen, die sich nicht auf der Sollbahn befinden, zu Energiemodulationen führen.

Das Magnetfeld steht senkrecht zur Flugrichtung der Elektronen, welche durch die Lorentzkraft unterschiedlich stark vertikal abgelenkt werden, abhängig davon, zu welchem Zeitpunkt sie in der Kavität ankommen (siehe Abbildung 3.8). Dadurch lässt sich das longitudinale Strahlprofil in ein transversales Strahlprofil transformieren. Durch die resonante Anregung des Feldes in der Kavität lässt sich eine größere Aufspaltung der Elektronenpulse erreichen.

An der Kavität sind zwei Schleifenantennen zur Auskopplung je eines Signals für den Phasendetektor und als Referenz für das Synchrolock-System (siehe Abschnitt 3.4) angebracht. Der Phasendetektor liefert ein Signal für die Kolbenregelung, welche durch Verfahren eines Regelkolbens die Resonanzfrequenz auf 2,45 GHz abstimmt. Je nach Temperatur und Vakuumbedingungen verändert sich die Resonanzfrequenz in der Kavität. Zwei Metallstäbe sorgen als Modentrenner dafür, dass nur die richtige Mode angeregt wird, indem sie die entarteten Moden durch Symmetriebrechung verstimmen.

Eine Verbesserung des vorherigen Aufbaus konnte durch die höhere Leistung erreicht werden (vergleiche [Rieh11]). Somit kann die zeitliche Verteilung feiner vermessen werden.

Weitere Details zum HF-System sind in Anhang A.1 zu finden.

¹²transversal magnetische Mode

¹³Die Felder sind mit der Software CST STUDIO SUITE® von Computer Simulation Technology (CST) berechnet worden.

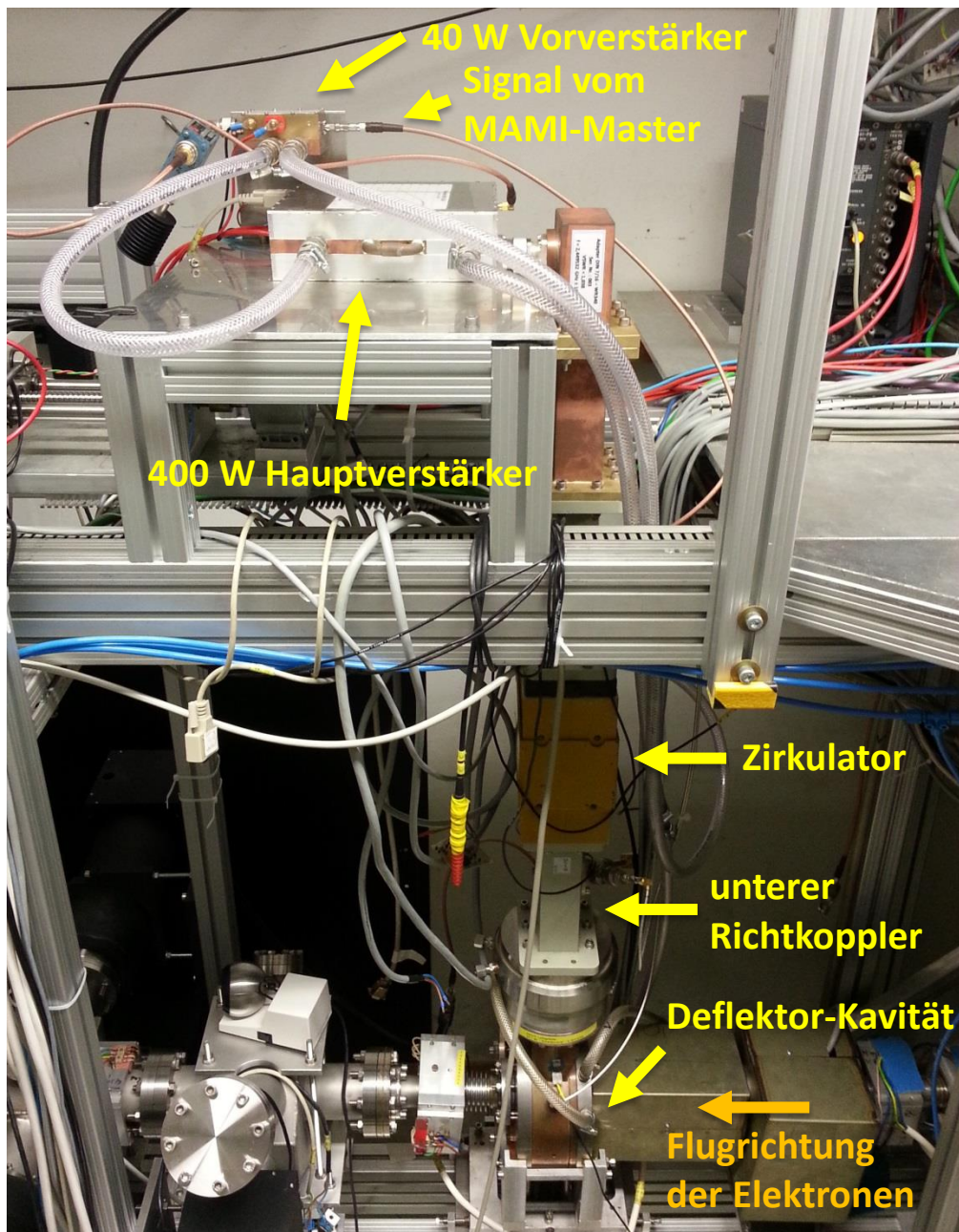


Abbildung 3.6.: Apparativer Aufbau des Hochfrequenz-Systems. Die Flugrichtung der Elektronen ist durch den orangefarbenen Pfeil angedeutet.

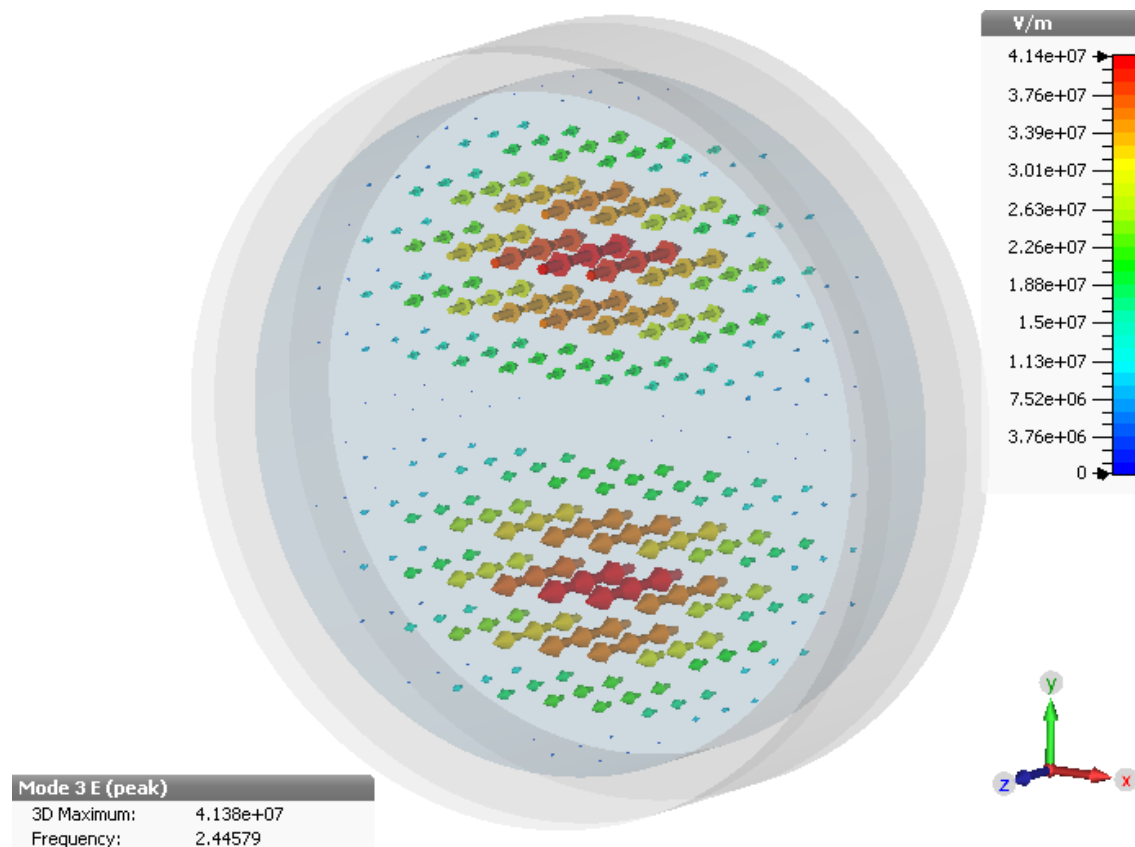


Abbildung 3.7.: Elektrisches Feld der TM-110-Mode von der Deflektor-Kavität. Auf der Strahlachse (z-Achse) verschwindet das elektrische Feld und hat keinen Einfluss auf die Flugrichtung der Elektronen.

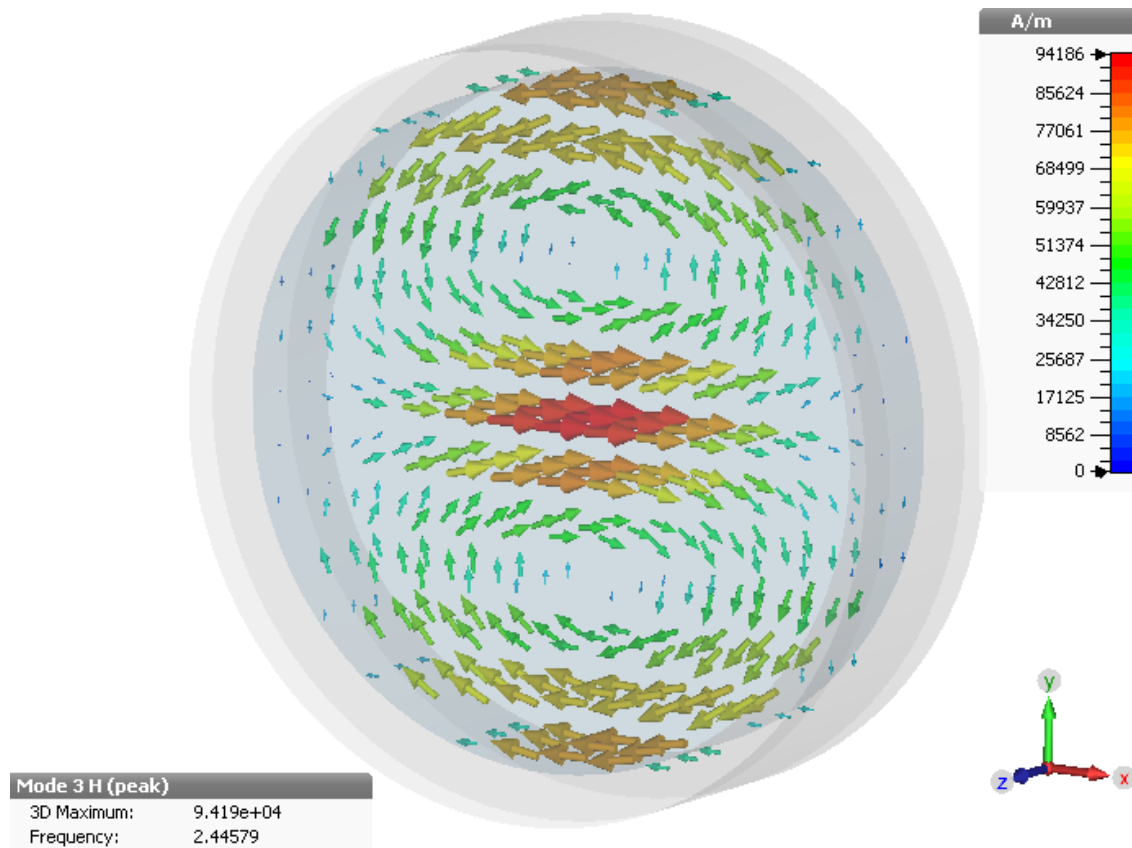


Abbildung 3.8.: Magnetfeld der TM-110-Mode der Deflektor-Kavität. Das Magnetfeld steht senkrecht zur Flugrichtung der Elektronen (z-Achse), welche durch die Lorentzkraft vertikal abgelenkt werden. Das Feld ändert im Laufe einer Periode seine Richtung, sodass die Elektronen in Abhängigkeit des Eintrittszeitpunkts in die Kavität unterschiedlich stark abgelenkt werden.

3.4. Synchrolock-System

Damit die Elektronenpulse nicht zu willkürlichen Zeitpunkten die Kavität erreichen, müssen diese auf die HF der Kavität abgestimmt sein. Im experimentellen Aufbau wird dies über eine konstante Phasenbeziehung zwischen Laserpulsen und HF mit Hilfe des Synchrolock-Systems¹⁴ (siehe Abbildung 3.9) erreicht. Da das Lasersystem mit einer Repetitionsrate von 76 MHz arbeitet, was der 32sten Subharmonischen der Arbeitsfrequenz von 2,45 GHz der Kavität entspricht, kommt ein entsprechender Frequenzteiler für das Vergleichssignal aus der Kavität zum Einsatz. Für das Signal der Laserpulse wird über einen Strahlteiler ein kleiner Teil des Laserstrahls ausgekoppelt und auf eine schnelle Photodiode mit 1,5 GHz Bandbreite¹⁵ gelenkt, um die scharfkantigen 150 fs langen Laserpulse mit 76 MHz Repetitionsrate möglichst genau detektieren zu können. Das Photodiodensignal wird mit dem Referenzsignal der Deflektor-Kavität im Synchrolock verglichen. Die MIRA-Steuereinheit kann einen motorbetriebenen Spiegel (grobe Regelung) und einen schnellen Piezo-Aktuator mit Spiegel (feine Regelung) im MIRA 900 verfahren, um die Phase zwischen HF- und Lasersignal konstant zu halten. Über einen Handphasenschieber ist es möglich, die Phase zu variieren, was bei der Channeltron-Messmethode (siehe Abschnitt 4.2) ein wichtiger Bestandteil ist.

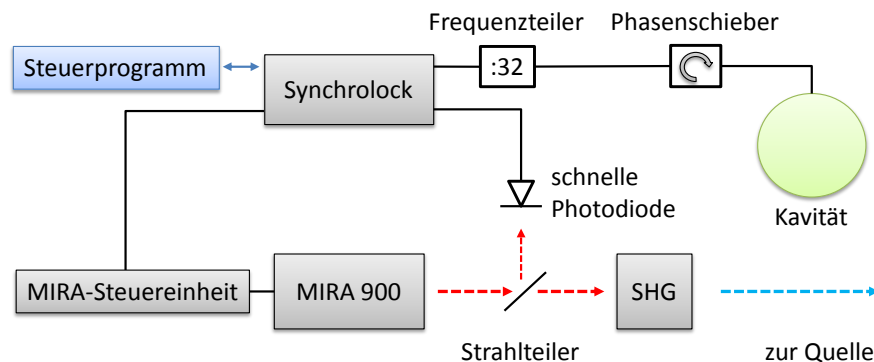


Abbildung 3.9.: Schematische Übersicht über das Synchrolock-System. Über eine schnelle Photodiode werden die 150 fs langen Pulse aus dem MIRA 900 mit einer Repetitionsrate von 76 MHz detektiert und das Signal an das Synchrolock geleitet. Dieses Signal wird mit der 32sten Subharmonischen des Hochfrequenz-Signals aus der Kavität verglichen. Über die MIRA-Steuereinheit kann ein motorbetriebener und ein piezobetriebener Spiegel im MIRA 900 verfahren werden, um die Phase konstant zu halten.

¹⁴Coherent Synchrolock-AP

¹⁵Hamamatsu S5973-01

3.5. Aufbau für Messungen mit dem Channeltron

Für die Channeltron-Messmethode müssen ein Analyserspalt und ein Channeltron in die Apparatur integriert werden. Ein Channeltron ist ein hochempfindlicher Stromverstärker, dessen exakte Funktionsweise in Abschnitt 4.2 genauer erläutert wird. Die Apparatur wurde seit [Rieh11] mehrfach umgebaut, wodurch es nicht mehr möglich war, das Channeltron in der damaligen Anordnung weiterzubetreiben (siehe Anfang von Abschnitt 3).

Abbildung 3.10 zeigt die aktuelle Anordnung von Spalt und Channeltron.

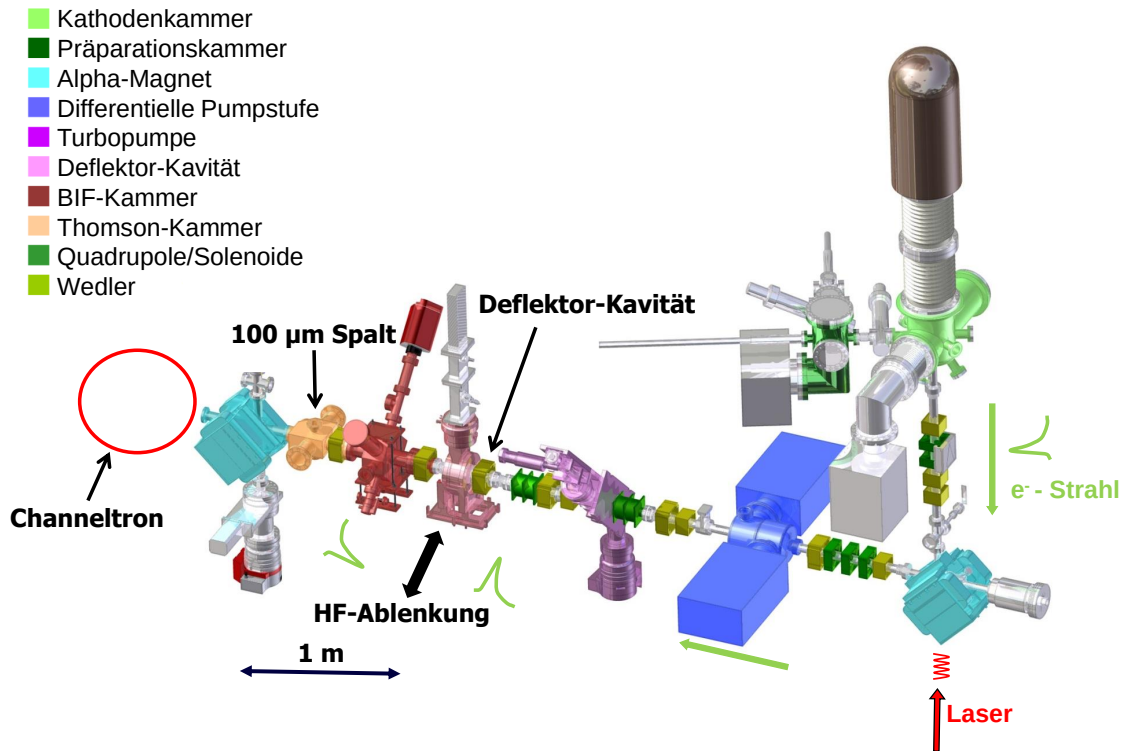


Abbildung 3.10.: Aufbau der PKAT für die Channeltron-Messmethode. Die für diese Messmethode wichtigen Elemente sind der 100 µm Spalt und das Channeltron hinter dem zweiten Alpha-Magneten. Eine detailliertere Ansicht des Channeltron-Aufbaus (roter Kreis) zeigt Abbildung 3.12.

Der Spalt¹⁶ kann über einen Pressluftschieber in den Strahlengang gefahren werden. In Abbildung 3.11 ist die neu konstruierte Haltekonstruktion für den 100 µm breiten Spalt gezeigt. Im Abstand von etwa 70 cm kann ein Channeltron in den Strahlengang gebracht werden (siehe Abbildung 3.12 (a) CAD-Zeichnung, (b) experimenteller Aufbau). Ein beweglicher Balg ermöglicht die genaue Justage des Channeltrons in der Vertikalen auf die aktuelle Strahlage im Betrieb.

¹⁶gefertigt von der Firma LaserJob

Der Aufbau ermöglicht auch einen Leuchtschirm an die Position des Channeltrons zu fahren, um die Strahllage zu überprüfen.

Durch ein Borosilikatglas-Fenster kann eine Kamera über eine Spiegelkonstruktion den Leuchtschirm in der Thomson-Kammer aufnehmen.

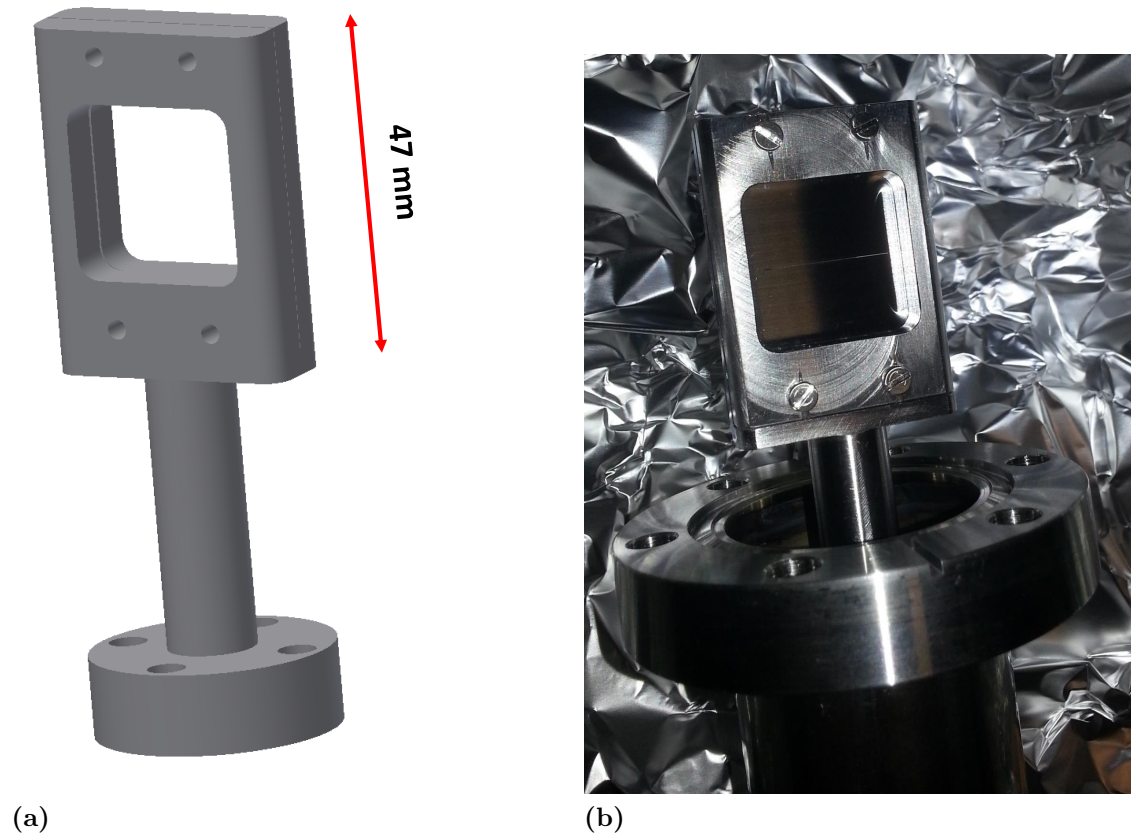
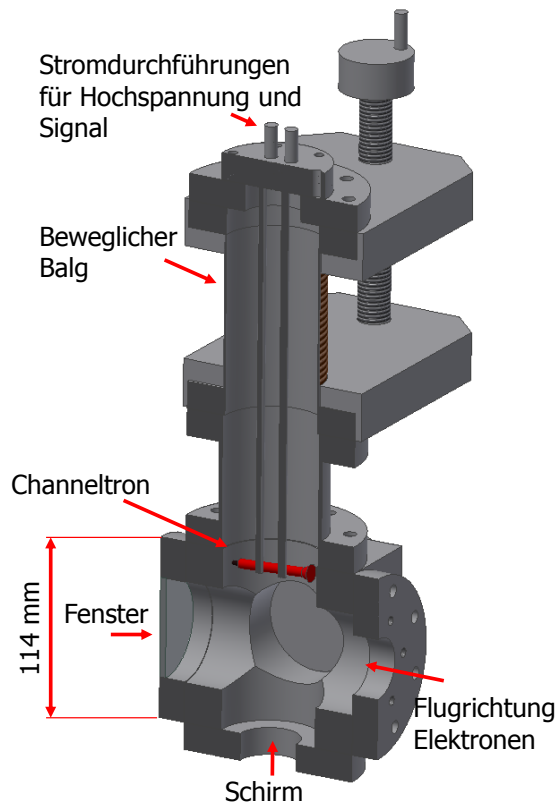
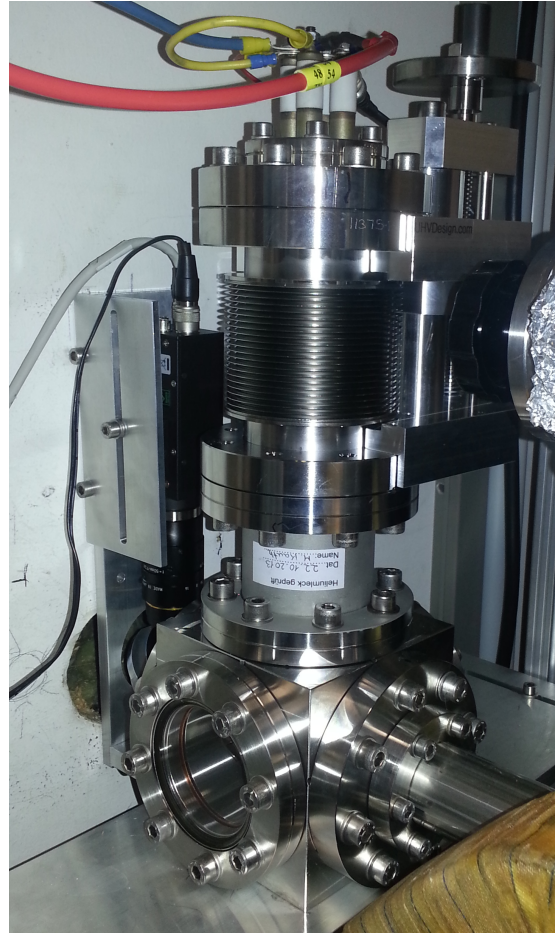


Abbildung 3.11.: CAD-Zeichnung der Spalthalterung (a) und experimenteller Aufbau mit 100 μm breitem Analyserspalt (b).



(a)



(b)

Abbildung 3.12.: CAD-Zeichnung (a) und experimenteller Aufbau (b). Die durch den Spalt transmittierten Elektronen kommen von rechts. Über einen beweglichen Balg lässt sich das Channeltron von oben in den Strahlengang fahren. Von unten kann ein Leuchtschirm in den Strahlengang gebracht werden, um die Strahllage überprüfen zu können. Auf der linken Seite befindet sich ein Vakuumfenster, durch das eine Kamera über eine Spiegelkonstruktion den Leuchtschirm in der Thomson-Kammer aufnehmen kann.

4. Messprinzipien und apparative Zeitauflösung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sind die Schirm-Messmethode und die Channeltron-Messmethode, welche schon in [Weis04] und [Rieh11] verwendet wurden, wiederaufgebaut und in Betrieb genommen worden. Im Folgenden werden beide Messmethoden erläutert.

4.1. Schirm-Messmethode

Grundprinzip und experimentelle Anordnung

In 69 cm Abstand zur Kavität in Flugrichtung der Elektronen wird ein YAG-Leuchtschirm mit einem Durchmesser von 23 mm in den Strahlengang gefahren (siehe Abbildung 3.1). Mit Hilfe einer CCD-Kamera¹, die hinter dem zweiten Alpha-Magneten angebracht ist, kann der Leuchtschirm im Abstand von 67 cm senkrecht von hinten beobachtet werden. Eine schematische Übersicht ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Die Kamera wird während des Messvorgangs mit der Netzfrequenz (50 Hz) getriggert, um störende Einflüsse anderer elektronischer Geräte, z.B. den Vakuumpumpen, zu unterdrücken. Die Kamera verfügt über einen internen Shutter, welcher im Bereich von 5 μ s bis 17 s einstellbar ist.

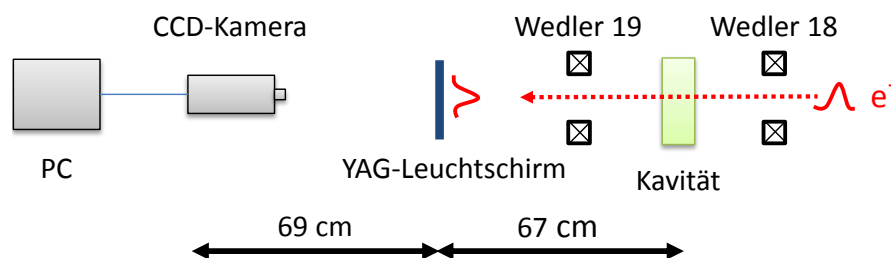


Abbildung 4.1.: Schematische Übersicht über den Messaufbau mit Leuchtschirm

¹Vision Components VC4067 Professional, Auflösung: 1280×1024 Pixel, 1 Megapixel

Kalibration

Um die gemessene Ablenkungsamplitude auf dem Leuchtschirm in eine Zeit umrechnen zu können, ist eine Kalibration in Abhängigkeit einer festen HF-Amplitude notwendig. Für die Position $x(t)$ des Strahlflecks auf dem Schirm bei eingeschalteter Hochfrequenz gilt folgender Zusammenhang:

$$x(t) = A \cdot \sin(\underbrace{\omega \cdot t}_{\text{Phase}}) \quad (4.1)$$

Für die Geschwindigkeit $\dot{x}(t)$ bzw. Steilheit S folgt durch Ableiten:

$$\dot{x}(t) = \omega \cdot A \cdot \underbrace{\cos(\omega \cdot t)}_{=1 \text{ für } t=0} \quad (4.2)$$

Hierbei ist $\omega = 2\pi \cdot 2,45 \text{ GHz}$ die Kreisfrequenz der Hochfrequenz und A die Amplitude der Ablenkung auf dem Schirm. Betrachtet man die Elektronenpulse beim Eintritt in die Kavität, also zum Zeitpunkt $t = 0$, so folgt für die Geschwindigkeit:

$$\dot{x}(t) = \omega \cdot A \quad (4.3)$$

und kann bei gemessener Amplitude A berechnet werden. Die Ablenkungsamplitude ist proportional zur Wurzel aus der Hochfrequenzleistung in der Kavität. Dies folgt aus der Gleichung für die Berechnung des maximalen Ablenkwinkels $\alpha_{\max}$ aus [Hart97]:

$$\tan \alpha_{\max} = \frac{e\mu_0\lambda_0}{m_0\gamma\pi c} \cdot H \cdot \sin\left(\frac{\pi l}{\beta\lambda_0}\right) \quad (4.4)$$

Hierbei ist l die Länge der Kavität, λ_0 die Vakuumwellenlänge der Hochfrequenz und H das Magnetfeld. Die entscheidende Variable ist das Magnetfeld H , welches proportional zur Wurzel aus der eingekoppelten Hochfrequenzleistung P_{HF} ist. Somit muss die Amplitude nur bei einer Referenzleistung P_{Referenz} gemessen werden und kann dann für andere Leistungen P berechnet werden. Für die Umrechnung von Abstand in Zeit wird im Folgenden der Kehrwert S^{-1} der Steilheit verwendet:

$$S^{-1} = \sqrt{\frac{P_{\text{Referenz}}}{P}} \cdot (A_{\text{Referenz}} \cdot \omega)^{-1} \quad (4.5)$$

Abbildung 4.2 (a) zeigt eine Aufnahme des Leuchtschirms bei einer eingekoppelten Leistung von $P_{\text{HF}} = 44,9 \text{ W}^2$ in der Kavität, auf dem die volle Ablenkamplitude zu beobachten ist. Die Ladungsmenge eines einzelnen Pulses ist zu klein, um mit hinreichender Genauigkeit detektiert werden zu können. Daraus resultiert,

²Maximale Leistung, bei der die komplette Amplitude auf der Schirm liegt.

dass sämtliche Messungen eine Überlagerung vieler Einzelpulse (Repetitionsrate 76 MHz) in Abhängigkeit der jeweiligen Messdauer zeigen. Laserfrequenz und Hochfrequenz in der Kavität sind bei dieser Messung nicht aufeinander synchronisiert, sodass die einzelnen Elektronenpulse nicht zu einem definierten Zeitpunkt in die Kavität eintreten und so die volle Ablenkungsamplitude zu sehen ist. Die Intensitätsmaxima (Peaks) an den Enden entsprechen den Wendepunkten der sinusförmigen Ablenkung. Die unterschiedlichen Höhen der Maxima kommen vermutlich dadurch zu Stande, dass der zweite Peak ein wenig von der Schirmhalterung abgeschnitten wird und es an ihr zu Reflexionen an dem Metall kommt.

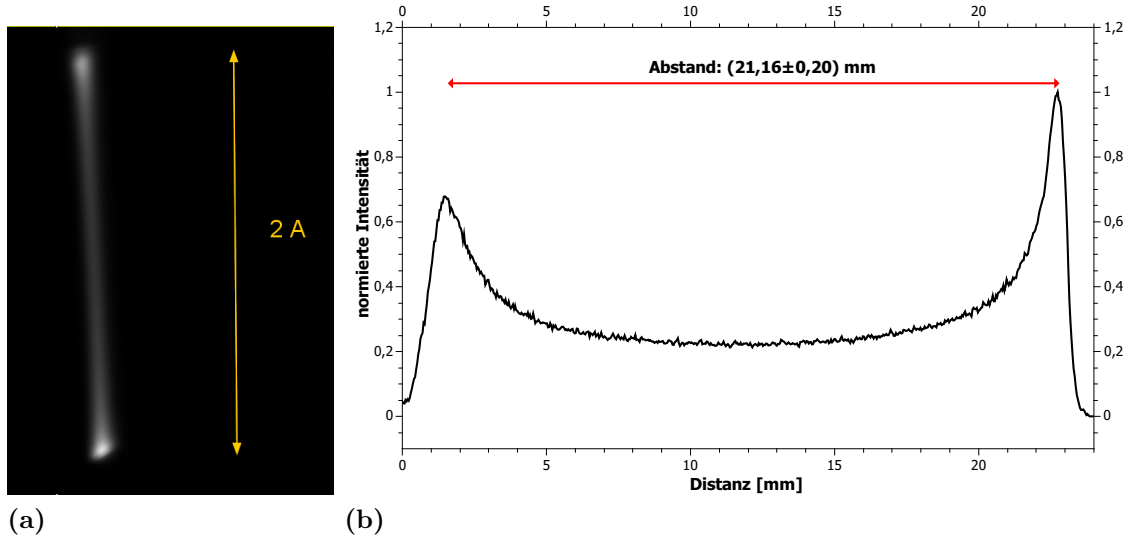


Abbildung 4.2.: (a) zeigt die volle Ablenkung des Elektronenstrahls bei $P_{\text{HF}} = 44,9 \text{ W}$ und einer Laserwellenlänge von $\lambda = 400 \text{ nm}$, wobei Laser und Hochfrequenz nicht aufeinander synchronisiert sind. Die Aufnahme ist eine Überlagerung vieler Einzelpulse.

(b) zeigt die vertikale Intensitätsverteilung entlang des Strahlprofils. Der Abstand der Peaks ist zu $(21,16 \pm 0,20) \text{ mm}$ bestimmt worden. Die unterschiedlichen Höhen der Maxima sind vermutlich durch Reflexionen an der Schirmhalterung entstanden, da der zweite Peak etwas von der Schirmhalterung abgeschnitten ist.

Mit Hilfe eines Bildanalyseprogramms³ wird das Bild ausgewertet und der Abstand der HF-Wendepunkte bestimmt (siehe Abbildung 4.2 b). Dazu wird angenommen, dass die Maxima gaußförmig sind, und eine Gaußfunktion der Form

$$f(x) = \frac{B}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.6)$$

mit den Fitparametern B für die Amplitude, σ für die Standardabweichung und μ für die Position an die Peaks angefitet. Die Differenz der Werte des Fitparameters μ entspricht dem Abstand der Maxima. Das digitale Bild der CCD-Kamera mit einer Auflösung von 1280×1024 Pixel kann über den bekannten Schirmdurchmesser von 23 mm kalibriert werden (siehe Abbildung 4.3). Der Abstand der beiden Peaks von $(21,16 \pm 0,20)$ mm entspricht der doppelten Amplitude A , da der Elektronenstrahl eine sinusförmige Bewegung auf dem Schirm macht. Mit $A = (10,58 \pm 0,10)$ mm ergibt sich eine inverse Steilheit $S_{44,9}^{-1}$ von $(6,14 \pm 0,36) \frac{\text{ps}}{\text{mm}}$ bei einer HF-Leistung von 44,9 W. Die beste Auflösung lässt sich bei der maximalen Ablenkamplitude der Kavität, also bei einer HF-Leistung von 340 W erzielen. Die inverse Steilheit bei 340 W lässt sich aus Gleichung 4.5 berechnen :

$$S_{340}^{-1} = (2,23 \pm 0,13) \frac{\text{ps}}{\text{mm}} \quad (4.7)$$

³Es ist das kostenfreie Programm ImageJ verwendet worden.

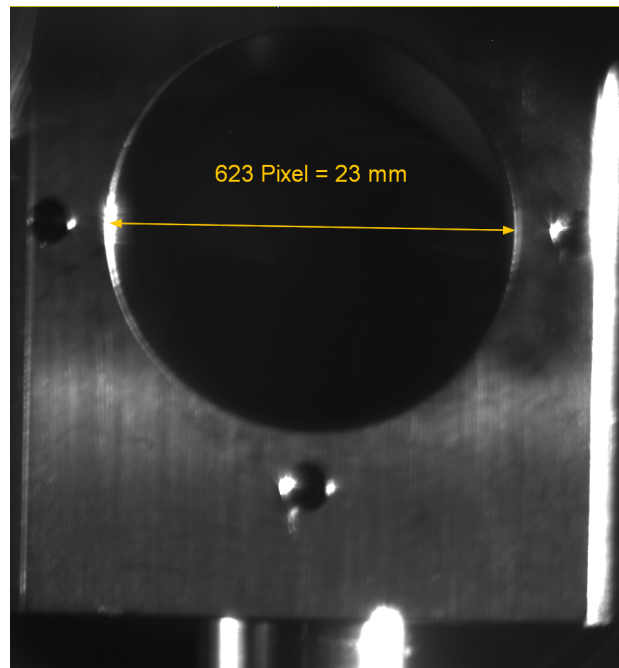


Abbildung 4.3.: Leuchtschirm bei ausgeschaltetem Elektronenstrahl. Als Referenz für die Umrechnung von Pixel in Millimeter wird der bekannte Schirmdurchmesser von 23 mm verwendet. Da der Schirm aus konstruktionsbedingten Gründen nur von der rechten Seite beleuchtet werden kann, treten auf dieser Seite Lichtreflexionen im Bild auf, welche den Eindruck von Unschärfe vermitteln.

4.2. Channeltron-Messmethode

Grundprinzip und experimentelle Anordnung

Bei den Experimenten werden sehr niedrige mittlere Strahlströme $< 10 \text{ nA}$ mit einer Pulsladung $< 10 \text{ fC}$ verwendet, damit Raumladungseffekte die Pulse nicht verbreitern. Zum Messen von Strömen im Bereich zwischen 10^{-8} A und 10^{-15} A wird ein hochempfindlicher Stromverstärker, ein sogenanntes Channeltron⁴ (CEM), verwendet. Abbildung 4.4 zeigt eine schematische Darstellung des Channeltrons.

Die durch einen Trichter einfallenden Primärelektronen erzeugen beim Auftreffen auf das Wandmaterial⁵ eine Elektronenlawine aus Sekundärelektronen, die durch eine angelegte Hochspannung zur Anode hin beschleunigt werden. Dort erzeugen sie einen Strom, welcher proportional zur Anzahl einfallender Primärelektronen ist. Der Verstärkungsfaktor des Channeltrons ist abhängig von der Hochspannung und lässt sich über eine fernsteuerbare Spannungsversorgung⁶ im Bereich von 1,1 – 2,1 kV variieren, was einer Verstärkung von 2 – 4000 entspricht. Eine Kalibrationskurve ist

⁴channel electron multiplier, Firma DeTech Model 2403

⁵Blei-Silikat-Glas

⁶LeCroy High Voltage Modul, Model 1461

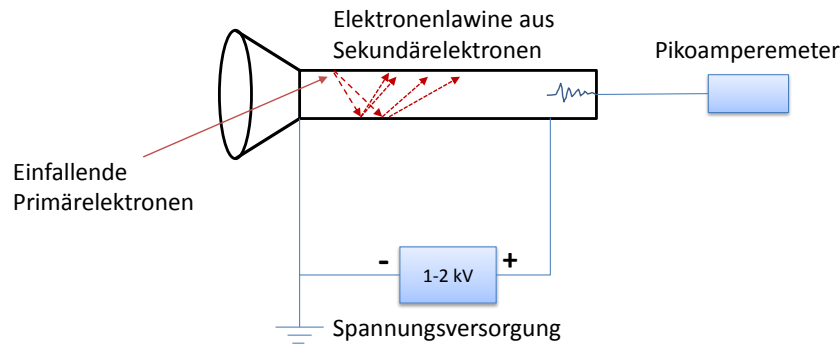


Abbildung 4.4.: Schematische Darstellung des Channeltrons. Die einfallenden Primärelektronen erzeugen durch Stöße mit dem Wandmaterial Sekundärelektronen, welche zur Anode hin beschleunigt werden. Das dort erzeugte Stromsignal wird über ein Pikoamperemeter gemessen.

in Abbildung 4.5 gezeigt.

Für ein gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wird in den Messungen eine Spannung von 2 kV, also eine Verstärkung von etwa 2600, verwendet. Bei dieser angelegten Spannung verspricht das Datenblatt des Herstellers eine Verstärkung von 10^6 [DeTe]. Ein Grund hierfür ist möglicherweise ein zu hoch gewählter Primärstrom (1 nA) für die Messung, wodurch das Channeltron nicht mehr im linearen Bereich für den extrahierten Strom arbeitet (Maximum für den linearen Bereich $\sim 2,1 \mu\text{A}$ [DeTe]). Für die späteren Messungen ist dieser Effekt nebensächlich, da durch den Spalt nur ein sehr kleiner Anteil des Primärstroms transmittiert wird und dort maximal Stromsignale von etwa 300 nA gemessen wurden.

Abbildung 4.6 zeigt das verwendete Channeltron. Das Channeltron wird über Vakuumstromdurchführungen am Flansch mit Hochspannung versorgt. Das von den Elektronen erzeugte Signal wird über einen zur Isolation mit Keramikperlen ummantelten Draht und eine weitere Stromdurchführung zum Messgerät geleitet.

Das Grundprinzip der Channeltron-Messmethode ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Ein $100 \mu\text{m}$ breiter Spalt im Abstand von 69 cm hinter der Kavität lässt nur einen kleinen Ausschnitt aus dem Strahlprofil durch. Mit $100 \mu\text{m}$ liegt die Breite des Spalts im Bereich des typischen halben transversalen Strahlradius. Das Strahlprofil kann mit Hilfe der HF-Ablenkung über den Spalt bewegt werden. Dies lässt sich durch Veränderung der Phase zwischen Laser und HF mit Hilfe eines Handphasenschiebers realisieren (siehe Abbildung 3.9). Der durch den Spalt transmittierte Strahl Ausschnitt wird nach einer 59 cm Drift von dem Channeltron detektiert und durch ein Pikoamperemeter⁷ ausgelesen.

Zwischen Analyserspalt und Channeltron befinden sich aufgrund von Platzmangel keine Wedler-Magnete, die Winkelfehler kompensieren könnten.

⁷Keithley Autoranging Picoamperemeter Model 485

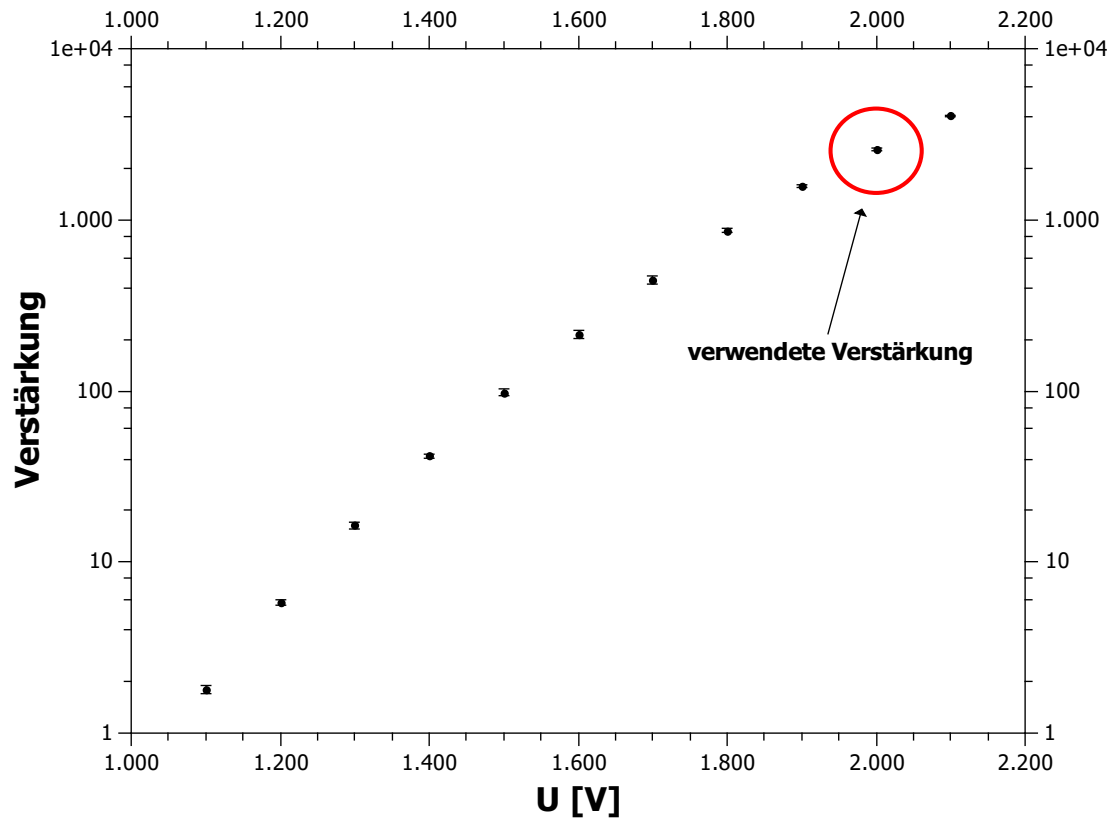


Abbildung 4.5.: Gemessene Verstärkung des Channeltrons in Abhängigkeit der Angelegten Hochspannung U . In dem für die Messungen verwendeten Bereich von 2000 V beträgt die Verstärkung etwa 2600.

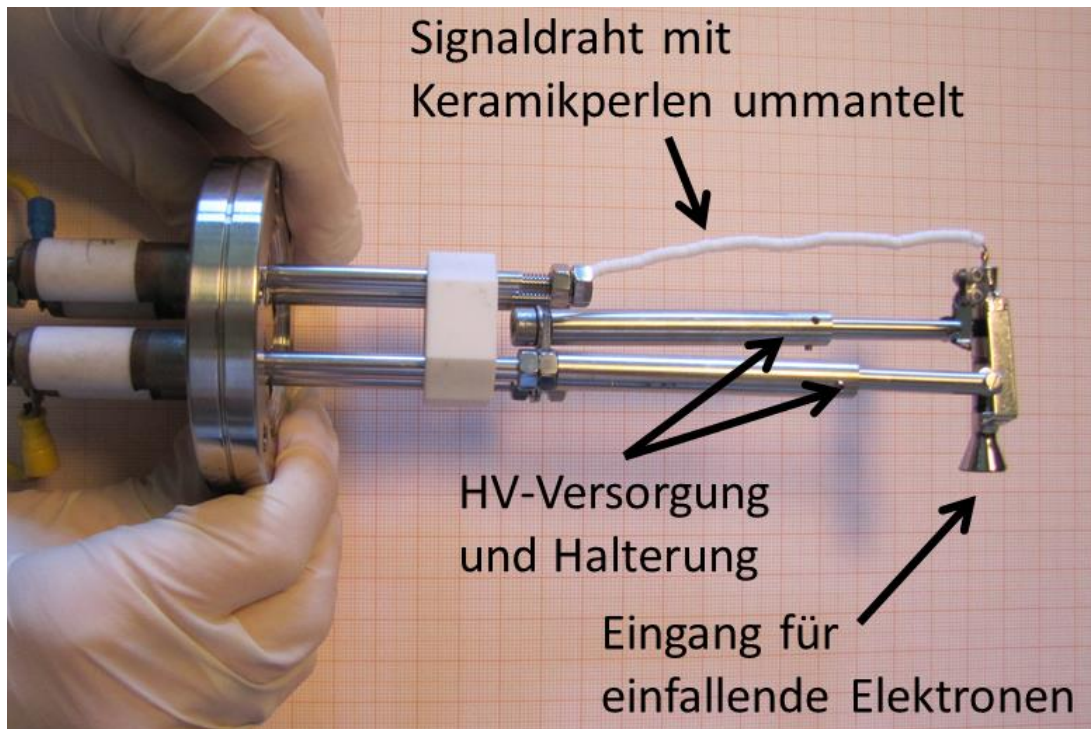


Abbildung 4.6.: Experimenteller Aufbau des Channeltrons. Durch den Trichter gelangen die Elektronen in den Kanalelektronenvervielfacher und werden dort detektiert. Die beiden Edelstahlstäbe dienen sowohl als Halterung als auch als Hochspannungsversorgung. Der Signaldraht ist zur Isolation mit Keramikperlen ummantelt.

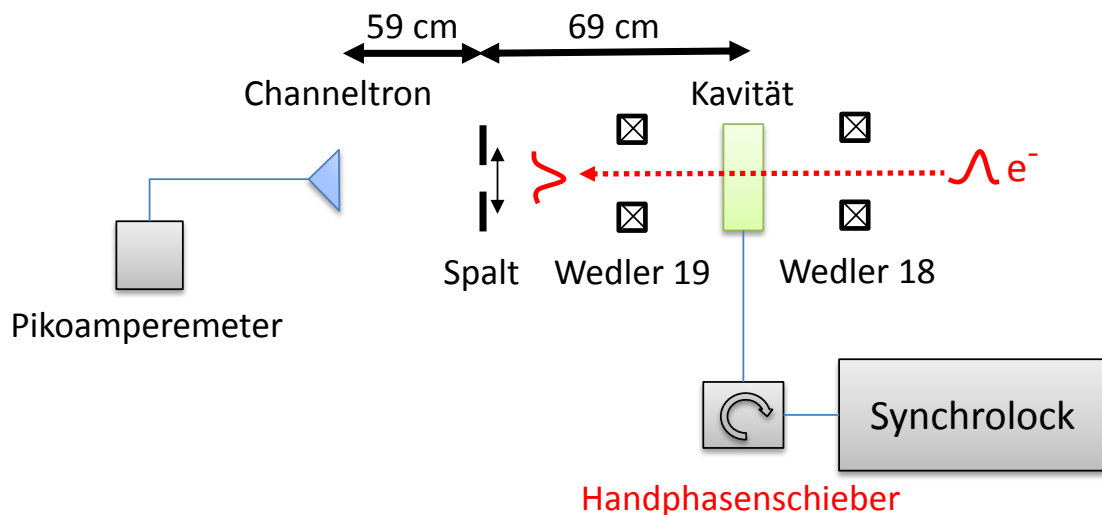


Abbildung 4.7.: Schematische Übersicht über den Messaufbau mit Handphasenschieber und Channeltron. Die Elektronenpulse werden durch die Deflektor-Kavität von einem longitudinalen Profil in ein transversales Profil transformiert. Durch Veränderung der Phase zwischen Laser und HF-System sind die Elektronenpulse zu einem anderen Zeitpunkt in der Kavität. Damit lässt sich das Strahlprofil über den 100 μm breiten Spalt transversal schieben und das Profil in kleine Bereiche teilen. Das Channeltron detektiert den transmittierten Strahlstrom in Abhängigkeit der Phase.

Kalibration

Die Elektronenpulse werden mit der HF-Ablenkung, also durch Variieren der Phase zwischen Laser und HF-System, über den Spalt bewegt. Dazu ist es notwendig, eine Kalibration des Handphasenschiebers durchzuführen, um die eingestellte Phase in eine Zeit umrechnen zu können. Die Kalibration wird mit Hilfe eines Leuchtschirms an der Spaltposition durchgeführt. Mit einer Kamera werden zwei Bilder vom Leuchtschirm bei verschiedenen Phasendifferenzen (-15° und 20°) und einer HF-Leistung von 340 W aufgenommen. Anschließend werden beide Bilder übereinander gelegt (siehe Abbildung 4.8 (a)) und der Abstand der Maxima d mit einem Bildanalyseprogramm bestimmt (siehe Abbildung 4.8 (b)). Über Dreisatz lässt sich die Phase in einen Abstand auf dem Schirm und damit in eine Zeit umrechnen.

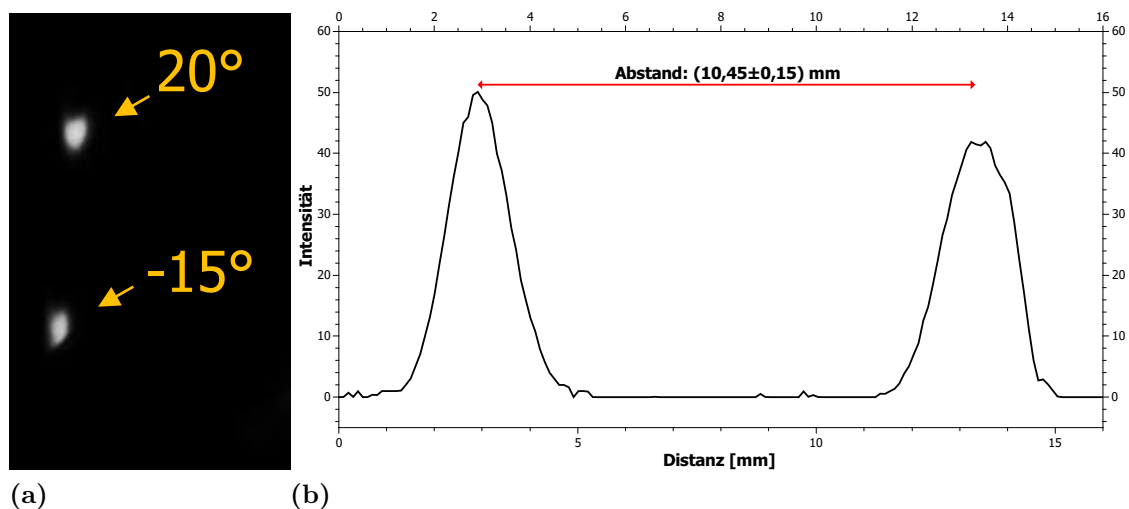


Abbildung 4.8.: (a) zeigt zwei übereinandergelegte Aufnahmen des Strahlprofils auf dem Leuchtschirm bei 20° und -15° bei $P_{\text{HF}} = 340 \text{ W}$.
(b) zeigt die vertikale Intensitätsverteilung durch beide Maxima. Der Abstand der Maxima wurde zu $(10,45 \pm 0,15) \text{ mm}$ bestimmt.

Es ergibt sich aus dem Phasenunterschied $\Delta\phi = 35^\circ$ und dem bestimmten Abstand $d = (10,45 \pm 0,15) \text{ mm}$, dass eine Phasendifferenz von 1° einem Weg von $(0,29 \pm 0,01) \text{ mm}$ auf dem Leuchtschirm entspricht. Mit der inversen Steilheit bei $P_{\text{HF}} = 340 \text{ W}$ aus Gleichung 4.7 lässt sich die am Phasenschieber eingestellte Phase in eine Zeit umrechnen:

$$1^\circ = 0,29 \text{ mm} \cdot 2,23 \frac{\text{ps}}{\text{mm}} = (0,65 \pm 0,02) \text{ ps} \quad (4.8)$$

Änderungen im Vergleich zum Aufbau aus [Rieh11]

In der experimentellen Anordnung in [Rieh11] war ein Toruskondensator an der Stelle, an der sich jetzt der zweite Alpha-Magnet befindet. Das Channeltron war

hinter dem Toruskondensator, welcher als Spinrotator für spinpolarisierte Experimente verwendet wurde, in der Vertikalen angebracht. Er hat die nützliche Eigenschaft, dass er fokussierend wirkt und den Strahlfleck am Spalt 1:1 auf das Channeltron abgebildet hat. Wie zuvor erwähnt wurde der Toruskondensator im Rahmen von Umbauarbeiten ersetzt, wodurch der fokussierende Effekt im Gegensatz zu [Rieh11] nicht mehr vorhanden ist. Dadurch befindet sich zwischen Spalt und Channeltron kein fokussierendes Element; dies ist dann problematisch, wenn die Elektronenpulse mit einer Winkelablage durch den Spalt fliegen. Typische Winkelablagen im Bereich von 2–3 mrad können nach der 69 cm langen Drift Strahlablagen von einigen mm verursachen, sodass der 11 mm breite Trichter des Channeltrons verfehlt oder nur gestreift wird. Deshalb ist es bei den Messungen wichtig, den Strahl exakt lotrecht auf den Analyserspalt zu bringen. Der Alpha-Magnet muss für einen geraden Durchschuss der Elektronenpulse ausgeschaltet und vollständig entmagnetisiert sein, um eine Ablenkung der Elektronenpulse zu vermeiden. Das Entmagnetisieren ist notwendig, damit das noch durch Hysterese vorhandene Magnetfeld entfernt wird.

4.3. Zeitauflösung

Zeitaufgelöste Messungen an der PKAT sind durch verschiedene Faktoren begrenzt, die die minimal messbaren Pulsantwortzeiten bestimmen. Die apparative Zeitauflösung setzt sich aus unabhängig voneinander wirkenden Beiträgen zusammen. Die Beiträge $\sigma_{i,k}$ der Schirm- und Channeltron-Messmethoden unterscheiden sich in bestimmten Punkten. Deswegen muss die Auflösung der Schirm-Messmethode σ_{Schirm} und der Channeltron-Messmethode σ_{CEM} differenziert betrachtet werden und es gilt:

$$\sigma_{\text{Schirm}} = \sqrt{\sum_i^N \sigma_i^2} \quad , \text{ sowie } \quad \sigma_{\text{CEM}} = \sqrt{\sum_k^K \sigma_k^2} \quad (4.9)$$

4.3.1. Transversaler Strahlradius

Bei beiden Messmethoden ist die gemessene Intensitätsverteilung im Wesentlichen eine Faltung aus der Pulsantwort mit dem transversalen Strahlradius. Bei den Schirm-Messungen lag der größte gemessene Strahlradius im Bereich von 295 μm und bei den Channeltron-Messungen bei 304 μm . Multipliziert man diese Werte mit der inversen Steilheit für $P_{\text{HF}} = 340 \text{ W}$ aus Gleichung 4.7, ergeben sich daraus folgende Beiträge zur apparativen Auflösung $\sigma_{\text{Radius, Schirm}}$ und $\sigma_{\text{Radius, CEM}}$:

$$\sigma_{\text{Radius, Schirm}} = 295 \mu\text{m} \cdot \frac{2,23 \text{ ps}}{\text{mm}} = 0,66 \text{ ps} \quad (4.10)$$

$$\sigma_{\text{Radius, CEM}} = 304 \mu\text{m} \cdot \frac{2,23 \text{ ps}}{\text{mm}} = 0,68 \text{ ps} \quad (4.11)$$

4.3.2. Phasenjitter

Der Phasenjitter entsteht durch langsame unkontrollierbare Phasendrifts im Minutenbereich zwischen Lasersystem und HF-System. Durch eine kurze Messzeit kann dieser Effekt erheblich verringert werden. Bei Messzeiten von einigen Millisekunden (Schirm-Messmethode) ist dieser Effekt geringer als bei etwa 20 min Messzeit (Channeltron-Messmethode). Die Beiträge zu der jeweilige Messmethode werden wie folgt abgeschätzt [Aule14]:

$$\sigma_{\text{Jitter, Schirm}} = 0,5 \text{ ps} \quad (4.12)$$

$$\sigma_{\text{Jitter, CEM}} = 2 \text{ ps} \quad (4.13)$$

4.3.3. Beiträge der Schirm-Messmethode

Maßgeblich beteiligte Elemente bei der Schirm-Messmethode sind die Kamera mit ihrem Objektiv und der Leuchtschirm. Die Beiträge hierzu werden im Folgenden beschrieben.

Auflösungsvermögen der Kamera

Das Auflösungsvermögen σ_{Pixel} der Kamera mit dem verwendeten Objektiv kann aus Abbildung 4.3 bestimmt werden. 623 Pixel entsprechen 23 mm, d.h. 1 Pixel kann etwa $37 \mu\text{m}$ auflösen. Damit ergibt sich σ_{Pixel} zu:

$$\sigma_{\text{Pixel}} = 37 \mu\text{m} \cdot \frac{2,23 \text{ ps}}{\text{mm}} = 0,08 \text{ ps} \quad (4.14)$$

Numerische Apertur des Objektivs

Jedes Objektiv hat eine minimale Größe des im Fokus erzeugten Lichtflecks und damit eine begrenzte Auflösung σ_{Objektiv} . Dieser minimale Fokus wird durch die numerische Apertur A_{Objektiv} beschrieben, welche durch folgende Beziehung gegeben ist:

$$A_{\text{Objektiv}} = n \cdot \sin \theta \quad (4.15)$$

Hierbei ist n die Brechzahl des Mediums zwischen Deckglas und Frontlinse des Objektivs — in diesem Fall ist $n = 1$ — und θ der halbe Öffnungswinkel des Objektivs. θ lässt sich aus der trigonometrischen Beziehung $\theta = \arctan(\frac{r}{l})$ aus dem Öffnungsradius des Objektivs r und dem Abstand zum Leuchtschirm l berechnen.

Mit einem Öffnungsradius von 20 mm und einem Abstand von 670 mm zum Leuchtschirm folgt eine numerische Apertur von $A_{\text{Objektiv}} = 0,03$. Aus ihr kann die Auflösung d , also der Abstand zwischen zwei noch zu unterscheidenden Punkten, über

$$d = \frac{\lambda}{2 \cdot A_{\text{Objektiv}}} \quad (4.16)$$

mit $\lambda = 550 \text{ nm}$ (Wellenlängenbereich des vom YAG-Schirm emittieren Lichts [Crytur]) zu $9 \mu\text{m}$ berechnet werden. Als Beitrag zur apparativen Auflösung ergibt sich:

$$\sigma_{\text{Objektiv}} = 9 \mu\text{m} \cdot \frac{2,23 \text{ ps}}{\text{mm}} = 0,02 \text{ ps} \quad (4.17)$$

Bildfehler des Objektivs

Das verwendete Objektiv erzeugt Abbildungsfehler, die z.B. durch Beugung des Lichts an der Blendenöffnung oder chromatischer und sphärischer Aberration entstehen. Diese Bildfehler können mit Abbildung A.3 aus Anhang A abgeschätzt werden. Da man die beiden Kanten des $100 \mu\text{m}$ breiten Spalts noch gut unterscheiden kann, werden die Bildfehler mit $100 \mu\text{m}$ abgeschätzt.

$$\sigma_{\text{Fehler}} = 100 \mu\text{m} \cdot \frac{2,23 \text{ ps}}{\text{mm}} = 0,22 \text{ ps} \quad (4.18)$$

Aufstreueffekte im Leuchtschirm

Durch die Aufstreuung der Elektronen im YAG-Schirm vergrößert sich das beobachtete Strahlprofil. Diese Vergrößerung liegt etwa im Bereich $50 \mu\text{m}$ [Aule14].

$$\sigma_{\text{Aufstreu}} = 50 \mu\text{m} \cdot \frac{2,23 \text{ ps}}{\text{mm}} = 0,11 \text{ ps} \quad (4.19)$$

Helligkeitsauflösung der Kamera

Die Helligkeitsauflösung der Kamera beträgt 8 Bit, d.h. jeder Bildpunkt kann einen Helligkeitswert von 0 bis 255 annehmen. Sobald ein Pixel in Sättigung geht, übersteuert das Kamerabild und begrenzt damit die Intensitätsauflösung.

4.3.4. Beiträge bei der Channeltron-Messmethode

Maßgeblich beteiligte Elemente der Channeltron-Messmethode sind der Analyserspalt, das Channeltron und das Pikoamperemeter. Die Beiträge hierzu werden im Folgenden beschrieben.

Spaltbreite

Die Spaltbreite von $100 \mu\text{m}$ legt den kleinsten Bereich für einen Strahlausschnitt fest und limitiert damit die Zeitauflösung der Channeltron-Messung. Für σ_{Spalt} ergibt sich:

$$\sigma_{\text{Spalt}} = 100 \mu\text{m} \cdot \frac{2,23 \text{ ps}}{\text{mm}} = 0,22 \text{ ps} \quad (4.20)$$

Auflösungstiefe des Pikoamperemeters

Das Pikoamperemeter besitzt eine vertikale Auflösung von 14 Bit, d.h. pro Messbereich kann es etwa 20000 verschiedene Werte anzeigen.

4.3.5. Gesamtauflösung der Messmethoden

Aus Gleichung 4.9 folgt somit für die gesamte apparative Auflösung beider Messmethoden:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{Schirm}} &= \sqrt{\sigma_{\text{Radius, Schirm}}^2 + \sigma_{\text{Jitter, Schirm}}^2 + \sigma_{\text{Pixel}}^2 + \sigma_{\text{Objektiv}}^2 + \sigma_{\text{Fehler}}^2 + \sigma_{\text{Aufstreu}}^2} \\ &= 0,87 \text{ ps}\end{aligned}\tag{4.21}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{CEM}} &= \sqrt{\sigma_{\text{Radius, CEM}}^2 + \sigma_{\text{Jitter, CEM}}^2 + \sigma_{\text{Spalt}}^2} \\ &= 2,12 \text{ ps}\end{aligned}\tag{4.22}$$

Für beide Messmethoden liefert der transversale Strahlradius einen großen Beitrag zur apparativen Auflösung; je kleiner der transversale Strahlradius am Spalt bzw. Leuchtschirm ist, desto stärker kann die Zeitauflösung verbessert werden.

Der Phasenjitter liefert bei der Channeltron-Messmethode den größten Beitrag zur apparativen Auflösung. Er wurde in [Weis04] genauer untersucht. Durch eine schnellere automatisierte Messung könnte der Einfluss des Effekts erheblich verringert werden.

Die apparative Auflösung der Schirm-Messmethode verspricht eine bessere Auflösung als die Channeltron-Messmethode. Die Helligkeitsauflösung von 8 Bit der Kamera in Verbindung mit den eingestellten Belichtungszeiten von einigen μs begrenzt allerdings die Intensitätsauflösung der Schirm-Messmethode. Jeder Pixel auf dem Bild der CCD-Kamera kann einen Helligkeitswert von 0 bis 255 annehmen. Wählt man eine lange Belichtungszeit (einige ms), um den Bereich nach dem Hauptmaximum aufzulösen, gehen die Pixel des Hauptmaximums in Sättigung (Helligkeitswert 255) und sorgen für eine Übersteuerung des Gesamtbildes.

Die Channeltron-Messmethode eignet sich aufgrund der 14 Bit vertikalen Auflösung des Pikoamperemeters besser, um den Bereich nach dem Hauptmaximum genau zu vermessen.

5. Simulationen mit dem Diffusionsmodell

Um eine Vorhersage über die zu erwarteten Pulsantworten von bulk-GaAs bei verschiedenen Laserwellenlängen treffen zu können, werden Simulationsrechnungen¹ auf Grundlage des Diffusionsmodells (siehe Abschnitt 2.2.4) durchgeführt. Der entsprechende Algorithmus ist in Anhang A.3 zu finden. In Gleichung 2.8

$$j(t) \propto \sum_{k=1}^{\infty} A'_k \exp \left[- \left(\frac{k\pi}{d} \right)^2 Dt \right] \quad (5.1)$$

$$\text{mit } A'_k = k \cdot A_k \quad \text{und} \quad A_k \propto \frac{k\pi[1 - (-1)^k e^{-\alpha d}]}{(\alpha d)^2 + (k\pi)^2} \quad (5.2)$$

werden folgende Werte für die Parameter eingesetzt: $\alpha_{800\text{nm}} = 1,3 \frac{1}{\mu\text{m}}$, $\alpha_{400\text{nm}} = 67,4 \frac{1}{\mu\text{m}}$ (aus [HOCS]), $d = 10 \mu\text{m}^2$ und $D = 20 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ (aus [ASH+02]). Das Resultat für den theoretischen Verlauf ist in Abbildung 5.1 gezeigt.

In rot dargestellt ist der zeitliche Verlauf bei $\lambda = 800 \text{ nm}$ und in blau bei $\lambda = 400 \text{ nm}$. In beiden Kurven ist ein exponentieller Abfall zu erkennen. Im zeitlichen Verlauf liegt die Intensität der roten Kurve um etwa 3 Größenordnungen über der blauen Kurve. Aufgrund des höheren Absorptionskoeffizienten von GaAs bei 400 nm werden viele Photonen direkt an der Oberfläche absorbiert und dringen nicht tief in das Material ein, im Gegensatz zu den Photonen bei $\lambda = 800 \text{ nm}$, die sehr tief in das Material eindringen und dort Elektronen anregen können. Diese Elektronen aus tieferen Schichten erreichen erst nach einer gewissen Zeit die Oberfläche des Kristalls und treten zeitversetzt zu den Elektronen aus den oberflächennahen Schichten aus.

Bei dem Modell wird ein Delta-Puls ohne Ausdehnung zur Anregung der Elektronen verwendet. Im Experiment hat der Anregungspuls allerdings ein gaußförmiges Profil mit transversaler Ausdehnung. Des Weiteren sorgen Laufzeiteffekte (siehe Abschnitt 2.2.3) für eine Verbreiterung der Pulse.

Aus diesem Grund sind als Näherung in Abbildung 5.2 die theoretischen Verläufe mit einer Gaußkurve gefaltet worden. Für die Standardabweichung σ dieser Gaußfunktion ist 2 ps eingesetzt worden. Dieser Wert lässt sich dadurch motivieren, dass die Laufzeiteffekte (siehe Abschnitt 2.2.3) und die apparative Auflösung (siehe Abschnitt 4.3.5) die Pulse verbreitern.

¹mit dem Programm Wolfram Mathematica, Version 9.0.1

²Um die Randbedingung $c(d) = 0$ zu erfüllen, wird ein $d \gg \frac{1}{\alpha}$ gewählt.

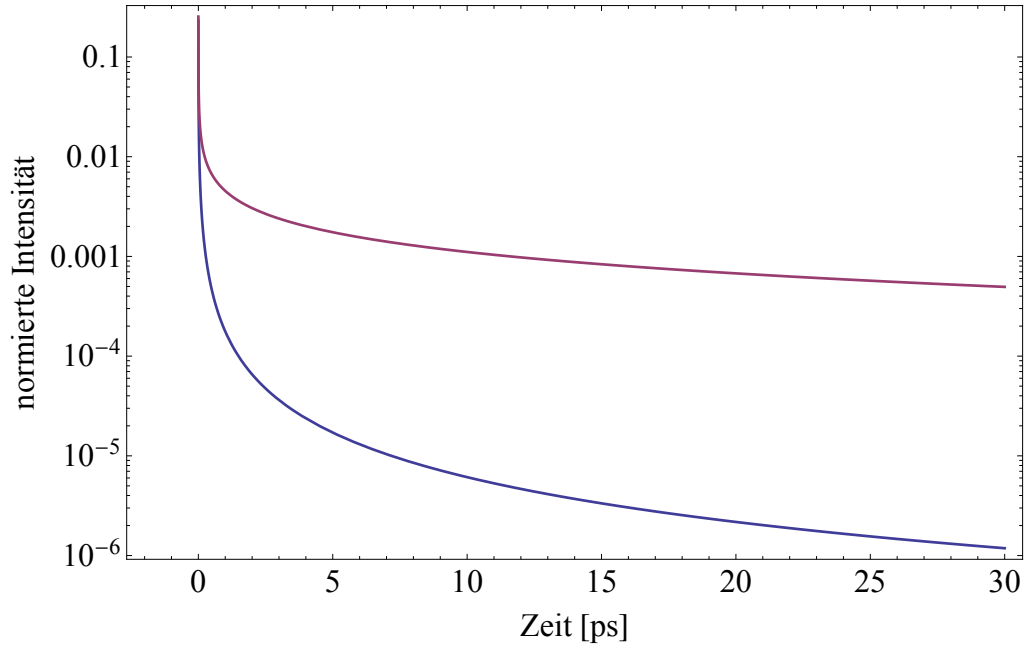


Abbildung 5.1.: Theoretisch zu erwartende Pulsantworten von GaAs-Photokathoden nach dem Diffusionsmodell. Die Pulsantwort bei $\lambda = 800$ nm (rot) zeigt im zeitlichen Verlauf eine um mehrere Größenordnungen höhere Intensität als die bei $\lambda = 400$ nm (blau). Für dieses Verhalten sind die unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten verantwortlich.

$$\sqrt{\sigma_{\text{Schirm}}^2 + \Delta t^2} = \sqrt{(0,87 \text{ ps})^2 + (1,8 \text{ ps})^2} \approx 2 \text{ ps} \quad (5.3)$$

Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 800$ nm wird ein exponentieller zeitlicher Verlauf mit einer Intensität im Bereich von 10^{-2} nach 10 ps erwartet, wohingegen bei $\lambda = 400$ nm nach 10 ps eine um 2-3 Größenordnungen kleinere Intensität im Bereich von 10^{-4} erwartet wird. In Gleichung 5.1 taucht eine Summe von unendlich vielen Exponentialfunktionen auf, die aufgrund begrenzter Rechenleistung auf maximal 10000 limitiert werden musste. Wegen dieser Begrenzung zeigt die rote Kurve in Abbildung 5.2 einen leichten Anstieg nach dem exponentiellen Abfall.

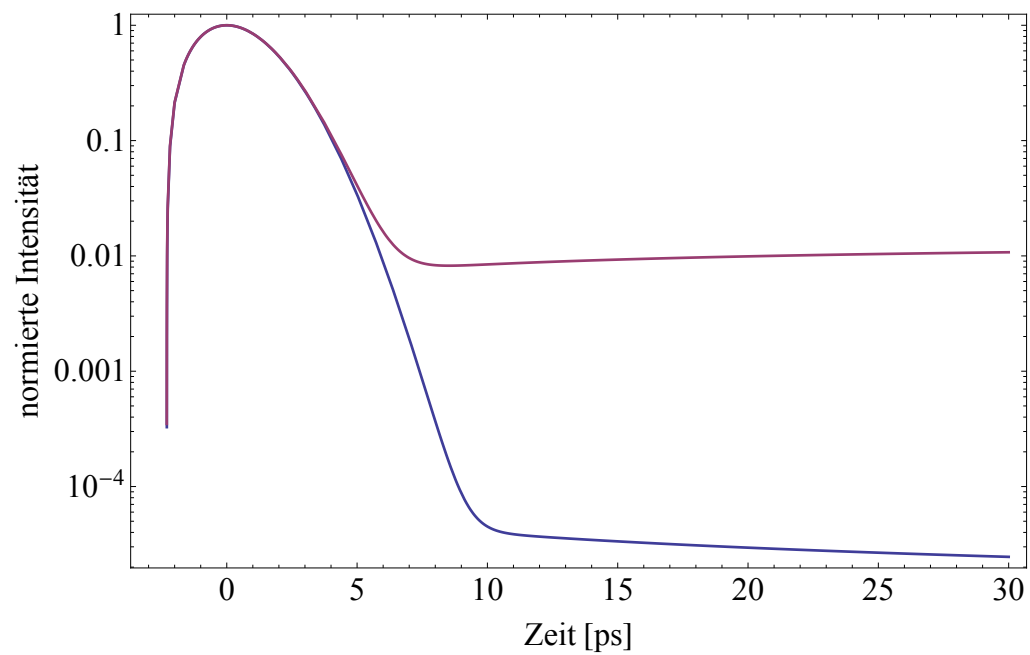


Abbildung 5.2.: Theoretisch zu erwartende Pulsantworten von GaAs für 800 nm (rot) und 400 nm (blau) aus Abbildung 5.1 mit einer Gaußfunktion ($\sigma = 2$ ps) gefaltet.

6. Messungen

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse aus Schirm- und Channeltron-Messmethode an bulk-Cs:GaAs- und PCA-Photokathoden vorgestellt. Anschließend werden die Ergebnisse für bulk-Cs:GaAs mit den Simulationen aus dem Diffusionsmodell verglichen sowie die unterschiedlichen Kathodentypen einander gegenübergestellt.

Bei allen Messungen wurde ein mittlerer Strahlstrom $< 10 \text{ nA}$ gewählt, um Pulsverbreiterungen durch Raumladungseffekte zu vermeiden. Raumladungseffekte treten dann auf, wenn sich so viele Elektronen in einem Puls befinden, dass sie ihre gegenseitige elektrische Abstoßung spüren.

6.1. Messungen an bulk-GaAs bei $\lambda = 800 \text{ nm}$

Die Messungen an bulk-GaAs bei 800 nm sind ausschließlich mit der Schirm-Messmethode durchgeführt worden. Abbildung 6.1 zeigt das Strahlprofil auf dem Leuchtschirm bei einer HF-Leistung von 340 W , nachdem Laser und HF aufeinander synchronisiert wurden. Entlang der Horizontalen durch das Intensitätsmaximum kann der transversale Strahlradius bestimmt werden. Entlang der Vertikalen durch das Maximum ist die Zeitstruktur des Elektronenpulses zu sehen.

Je nach Phaseneinstellung zwischen Hochfrequenz und Lasersystem kann die Zeitachse „von oben nach unten“ oder von „unten nach oben“ verlaufen; in diesem Bild verläuft die Zeitachse von oben nach unten. Dies wurde mit Hilfe einer 1 mm dicken Glasplatte überprüft, die in den Laserstrahlengang gehalten wurde. Da Glas ($n = 1,5$) einen größeren Brechungsindex als Luft ($n = 1$) besitzt, brauchen die Laserpulse etwa $1,5 \text{ ps}$ zusätzlich, um das Material zu durchqueren und die Kathode zu erreichen¹. Auf dem Leuchtschirm springt die Intensitätsverteilung bei $1,5 \text{ ps}$ Verzögerung laut inverser Steilheit aus Gleichung 4.7 um etwa $0,7 \text{ mm}$. Die Sprungrichtung gibt an, wo sich bei der aktuellen Phaseneinstellung die späteren Zeitpunkte befinden.

Die Intensitätsverteilung entlang der Vertikalen durch das Maximum wird mithilfe eines Bildanalyseprogramms ausgewertet. Man erhält für jede Position entlang dieser Vertikalen einen Helligkeitswert. Mit Hilfe der Kalibration aus Gleichung 4.7 lässt sich die Distanz auf dem Schirm von Länge in Zeit umrechnen.

Abbildung 6.2 zeigt die auf 1 normierte Intensität gegen die Zeit aufgetragen. Das Intensitätsmaximum ist für eine bessere Vergleichbarkeit auf den Zeitpunkt $t = 0 \text{ ps}$

¹Es gilt für die Lichtgeschwindigkeit in einem Medium: $c_M = \frac{c_0}{n}$ mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0

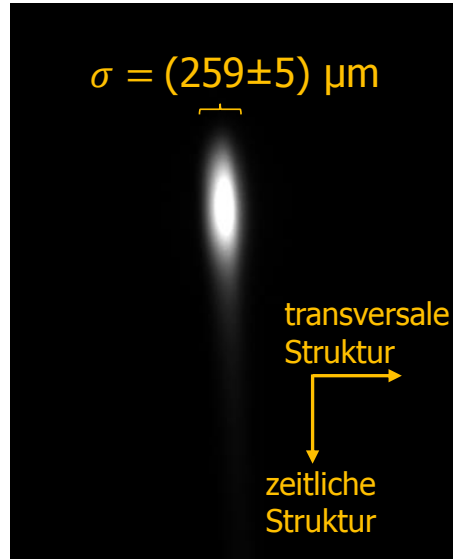


Abbildung 6.1.: Longitudinales Strahlprofil auf dem Leuchtschirm bei $\lambda = 800 \text{ nm}$ und $P_{\text{HF}} = 340 \text{ W}$. Entlang der Vertikalen durch das Intensitätsmaximum ist die zeitliche Struktur des Elektronenpulses zu sehen. Der transversale Strahlradius von etwa $(259 \pm 5) \mu\text{m}$ kann entlang der Horizontalen durch das Maximum bestimmt werden, da bei ausgeschalteter Hochfrequenz ein rotationssymmetrisches Strahlprofil auf dem Schirm zu sehen war.

gesetzt worden. Die schwarze Kurve beschreibt die Intensitätsverteilung bzw. die zeitliche Struktur. Die Kurve steigt zu Beginn steil an und klingt langsam ab, nachdem sie das Maximum erreicht hat. Die „Schulter“ bei -5 ps wird vermutlich durch sehr schnelle oberflächennahe Elektronen hervorgerufen.

In rot ist der Strahlradius von $\sigma_{\text{Radius}} = (259 \pm 5) \mu\text{m}$ eingezeichnet, dieser entspricht einer zeitlichen Breite von $\sigma_{\text{Radius}} = (0,58 \pm 0,01) \text{ ps}$.

Der transversale Strahlradius ist der größte limitierende Faktor für die Zeitauflösung (siehe Abschnitt 4.3.5). Die gemessene Intensitätsverteilung ist eine im Wesentlichen eine Faltung aus der eigentlichen Pulsantwort und dem transversalen Strahlradius. Zur Bestimmung der Pulsantwortlänge σ_{Puls} wird eine Gaußfunktion an die Intensitätsverteilung angeglichen und $\sigma_{\text{Verteilung}}$ bestimmt. Nimmt man als Näherung an, dass alle beteiligten Funktionen Gaußfunktionen sind, kann folgende einfache Beziehung zur Entfaltung genutzt werden:

$$\sigma_{\text{Verteilung}}^2 = \sigma_{\text{Puls}}^2 + \sigma_{\text{Radius}}^2 \quad (6.1)$$

$$\Rightarrow \sigma_{\text{Puls}} = \sqrt{\sigma_{\text{Verteilung}}^2 - \sigma_{\text{Radius}}^2} \quad (6.2)$$

Nach Einsetzen von $\sigma_{\text{Radius}} = (0,58 \pm 0,01) \text{ ps}$ und $\sigma_{\text{Verteilung}} = (2,29 \pm 0,03) \text{ ps}$ erhält man eine Pulsantwortlänge von $\sigma_{\text{Puls}} = (2,21 \pm 0,03) \text{ ps}$. Durch die Entfaltung mit Hilfe der Näherung fällt auf, dass sich der Wert σ_{Puls} nur um rund 3 %

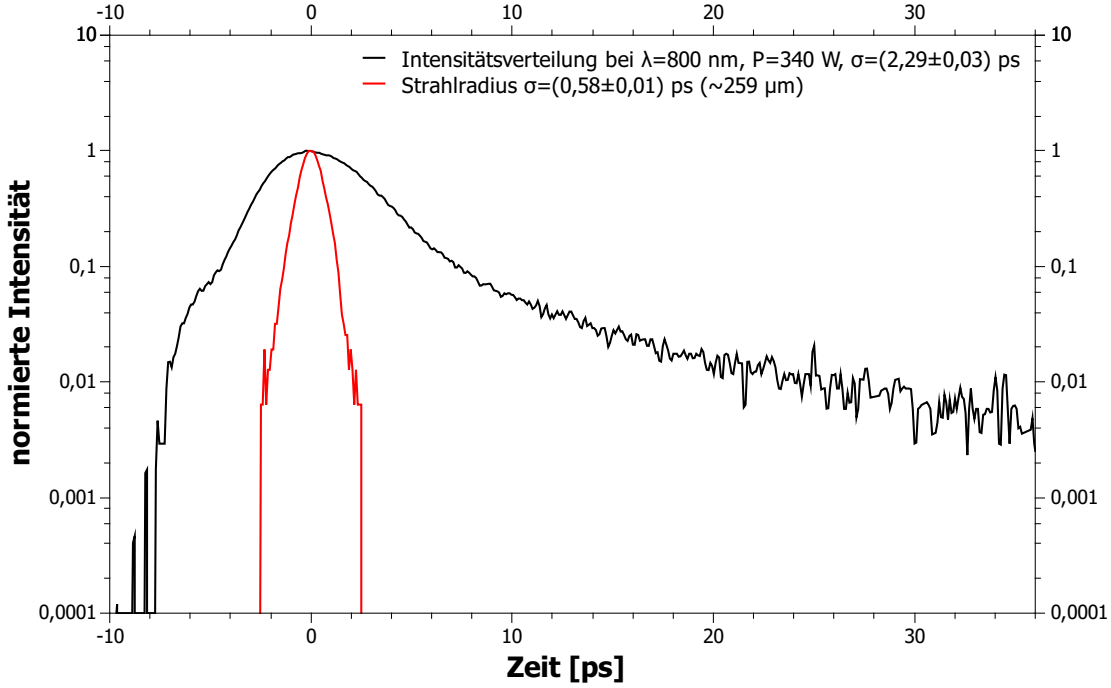


Abbildung 6.2.: Intensitätsverteilung bei $\lambda = 800$ nm (schwarz) logarithmisch gegen die Zeit aufgetragen. Die rote Kurve ist der transversale Strahlradius, welcher der größte limitierende Faktor für die Zeitauflösung ist.

von $\sigma_{\text{Verteilung}}$ unterscheidet. Solange $\sigma_{\text{Radius}} \ll \sigma_{\text{Verteilung}}$ ist, gilt $\sigma_{\text{Verteilung}} \approx \sigma_{\text{Puls}}$, sodass $\sigma_{\text{Verteilung}}$ im Folgenden als Pulsantwort bezeichnet werden kann. Die bestimmte Pulsantwortzeit liegt in der gleichen Größenordnung wie die in [Weis04] gemessene. Allerdings wurden in [Weis04] Pulsantworten von GaAs-Superlattice-Photokathoden² untersucht und deren Pulslängen zu $\text{FWHM} = 5,5$ ps (entspricht $\sigma_{\text{Verteilung}} = 2,33$ ps) bestimmt.

In [Rieh11] konnten sogar noch kürzere Pulsantworten von $\text{FWHM} = 1,6$ ps bei GaAs-Superlattice-Photokathoden mit einer Schichtdicke der aktiven Zone von 17,1 nm gemessen werden. Bei einem Absorptionskoeffizient von $1,3 \frac{1}{\mu\text{m}}$ wird dort nur ein kleiner Bruchteil des Lichts absorbiert. Der maximale Abstand, den angeregte Elektronen zur Oberfläche haben können, lag dort im Bereich der Schichtdicke ($\sim 17,1$ nm).

Die in dieser Diplomarbeit untersuchte bulk-GaAs-Kathode besitzt eine Dicke der aktiven Zone im Bereich $\sim 50 \mu\text{m}$, sodass das Licht Elektronen aus einige μm tiefen Schichten anregen kann. Der maximale Abstand zur Oberfläche ist somit größer und die Emissionszeit dementsprechend länger.

Der hier gemessene zeitliche Verlauf entspricht qualitativ dem langsamen exponentiellen Abfall, welcher in Kapitel 5 vorhergesagt worden ist.

²Unter Superlattice-Photokathoden versteht man Kristalle, deren aktive Zone aus einer periodischen Abfolge vieler dünner deformierter Schichten aufgebaut ist.

6.2. Messungen an bulk-GaAs bei $\lambda = 400$ nm

Analog zum vorherigen Abschnitt ist die Messung mit bulk-GaAs bei einer Laserwellenlänge von $\lambda = 400$ nm mit der Schirm-Messmethode bei $P_{\text{HF}} = 340$ W durchgeführt worden. Das longitudinale Strahlprofil auf dem Leuchtschirm ist in Abbildung 6.3 gezeigt.

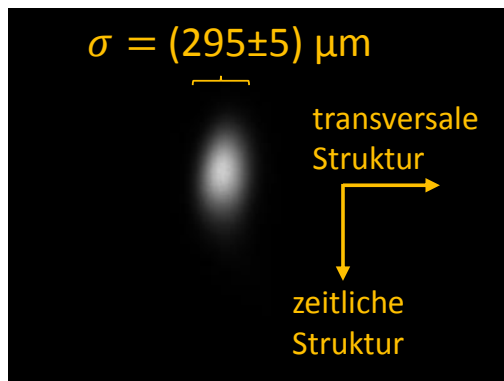


Abbildung 6.3.: Longitudinales Strahlprofil auf dem Leuchtschirm bei $\lambda = 400$ nm und $P_{\text{HF}} = 340$ W.

Die vertikale Intensitätsverteilung durch das Maximum ist in Abbildung 6.4 gegen die Zeit aufgetragen.

Der Verlauf der Intensitätsverteilung ist leicht asymmetrisch; die Kurve steigt etwas schneller an, als sie nach dem Maximum abfällt. Nach etwa 10 ps ist vereinzelt noch ein Rauschsignal im Intensitätsbereich 10^{-3} zu erkennen. Es fällt auf, dass die Pulsantwort mit $\sigma_{\text{Verteilung}} = (1,87 \pm 0,01)$ ps im Vergleich zu der Messung bei 800 nm deutlich kürzer ist. Dies liegt daran, dass die Photonen aufgrund des höheren Absorptionskoeffizienten ($67,4 \frac{1}{\mu\text{m}}$) nicht so tief in das GaAs eindringen und somit wenig Elektronen aus tieferen Schichten anregen.

Die Helligkeitsauflösung der Kamera reicht nicht aus, um den Bereich nach 10 ps, in dem ein Intensitätssignal im Bereich von 10^{-4} aus dem Diffusionsmodell erwartet wird, aufzulösen. Um diesen Bereich genauer untersuchen zu können, ist die Messung mit der Channeltron-Messmethode erneut durchgeführt worden. Zunächst ist ein Gesamtspektrum aufgenommen worden, indem der Handphasenschieber von 0° bis 900° in 2° -Schritten durchgefahren worden ist. Die Phase kann mit Gleichung 4.8 in eine Zeit umgerechnet werden. Das komplette Spektrum ist in Abbildung 6.5 gezeigt.

Innerhalb der kompletten Handphasenschieberreichweite wird die HF-Ablenkung etwa 1,5 mal durchlaufen, zu erkennen an den 3 Intensitätsmaxima (Peaks). Der Verlauf jedes Hauptmaximums entspricht der zeitlichen Struktur der Elektronenpulse. Der Hub der HF-Ablenkung ist so groß, dass er den Strahl außerhalb der Spalthalterung bringen kann.

Zu Beginn der Messung befindet sich der Strahl oberhalb der Spalthalterung. Das erste kleine Nebenmaximum kommt vermutlich daher, dass der Elektronenstrahl in

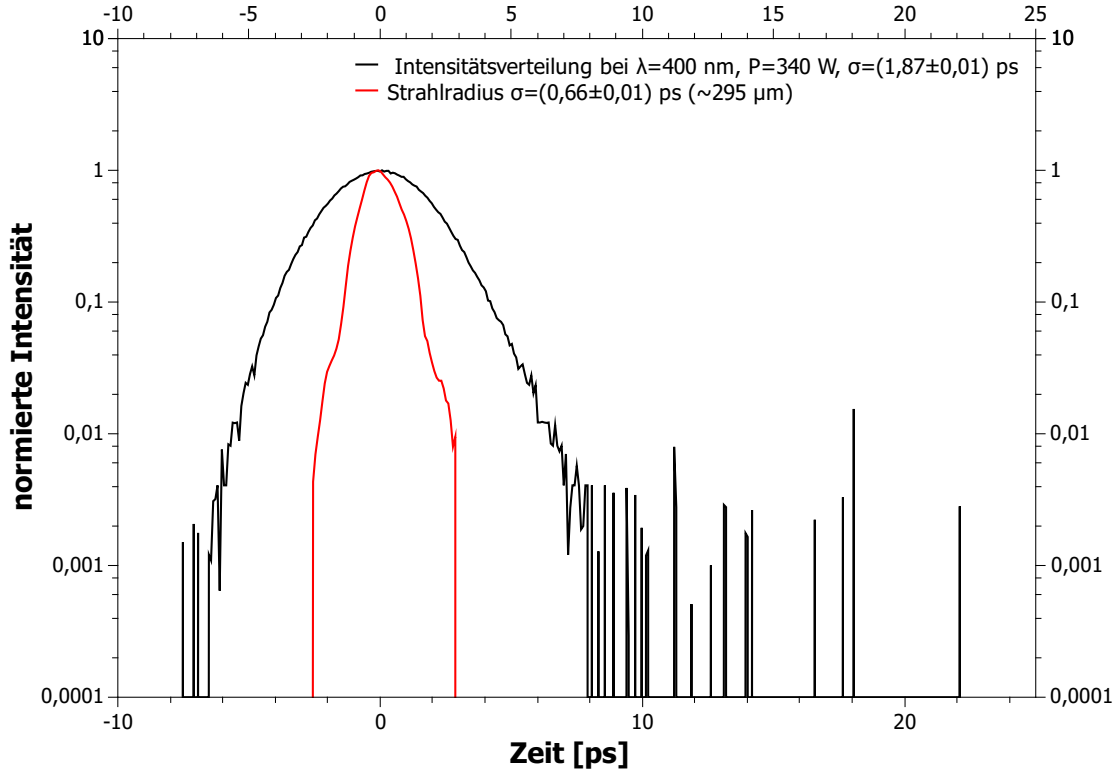


Abbildung 6.4.: Intensitätsverteilung mit der Schirm-Messmethode bei $\lambda = 400$ nm (schwarz) und transversales Strahlprofil (rot) logarithmisch gegen die Zeit aufgetragen.

einem passenden Winkel auf das Strahlrohr gelenkt wurde und die Elektronen aus der Wand teilweise in das Channeltron reflektiert wurden. In Peak 1 und Peak 3 ist das durch den Spalt transmittierte Signal auf dem Weg „von oben nach unten“ zu sehen. Anschließend befindet sich der Elektronenstrahl unterhalb der Spalthalterung, wo zwei Minipeaks vermutlich wieder durch reflektierte Elektronen aus der Wand im Channeltron detektiert worden sind. Peak 2, welcher auf den Weg von „unten nach oben“ entsteht, hat im Vergleich zu Peak 1 und Peak 3 nur eine etwa halb so große Intensität, obwohl alle Peaks identisch sein sollten. Diese Beobachtung wurde bereits in [Rieh06] gemacht. Außerdem sind die Positionen der Peaks nicht äquidistant, der Abstand von Peak 1 zu 2 beträgt etwa 217 ps und von Peak 2 zu Peak 3 etwa 236 ps.

Die Ursache für die Intensitätsunterschiede ist vermutlich, dass die Elektronen nicht exakt mittig oder unter einem Winkel durch die Deflektor-Kavität fliegen. Winkelablagen der Elektronenpulse nach dem Analyserspalt haben zur Folge, dass ein Teil des Pulsprofils das Channeltron verfehlt oder streift und somit nicht das komplette Profil mit maximaler Empfindlichkeit des Channeltrons detektiert werden kann.

Die Auswirkungen einer Winkelablage β des Strahls in der Kavität kann mittels

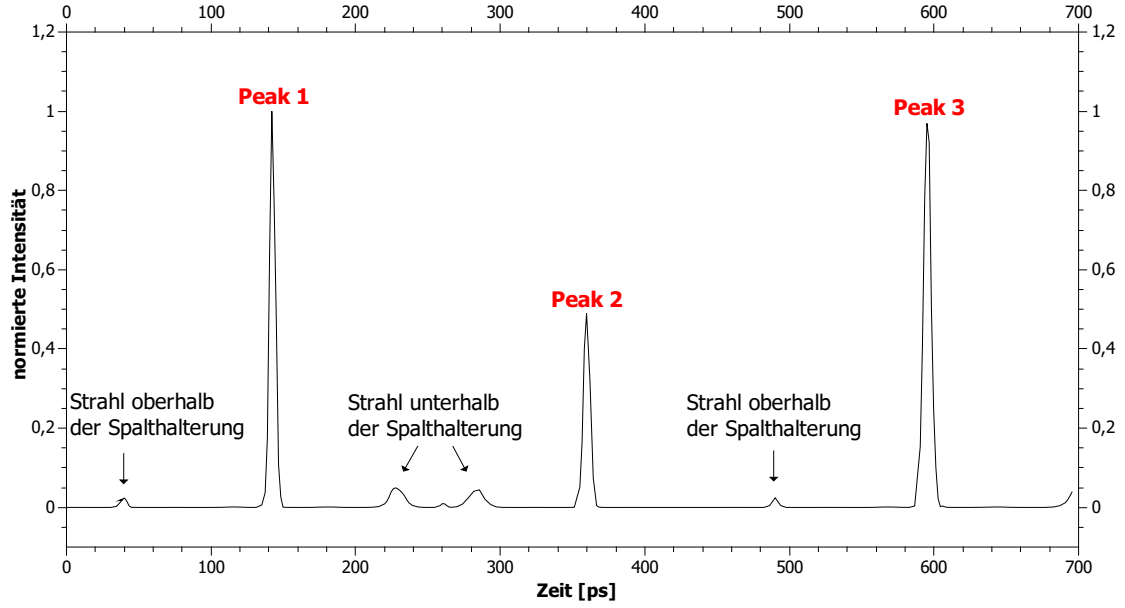


Abbildung 6.5.: Gesamtspektrum der Messung mit Channeltron und Phasenschieber bei $\lambda = 400$ nm. Es sind drei Hauptmaxima (Peaks) zu erkennen, bei denen jeweils die durch den Analysierspalt transmittierten Elektronenpulse vom Channeltron detektiert wurden. Der Hub der Hochfrequenz-Ablenkung bringt den Strahl außerhalb der Spalthalterung, wodurch kleine Nebenmaxima entstehen.

folgender Betrachtung beschrieben werden [Rieh14]:

Für die Transmission durch den Spalt muss der Gesamtwinkel Null sein, d.h. das Teilchen muss auf der Strahlachse liegen:

$$\alpha_{\max} \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{\tau_{\text{HF}}} \left(\frac{\tau_{\text{HF}}}{360} \phi + t_{\text{Strahl}} \right) \right) + \beta = 0 \quad (6.3)$$

Dabei ist $\alpha_{\max}$ der maximale Ablenkwinkel der Kavität, τ_{HF} die Dauer einer HF-Periode, ϕ die Phase am Phasenschieber, β die Winkelablage des Strahls und t_{Strahl} die Position des transmittierten Ausschnitts im Puls. Durch Lösen dieser Gleichung nach t_{Strahl} kann für jede eingestellte Phase der durch den Spalt transmittierte Ausschnitt des Strahls bestimmt werden:

$$t_{\text{Strahl}} = \arcsin \left(\frac{-\beta}{\alpha_{\max}} \right) \cdot \frac{\tau_{\text{HF}}}{2\pi} - \frac{\tau_{\text{HF}} \cdot \phi}{360} \quad (6.4)$$

Für eine einfachere Rechnung wird angenommen, dass die Pulse die Form einer einfachen abfallenden Exponentialfunktion mit einer Abklingzeit von $\tau = 50$ ps besitzen. In diese Exponentialfunktion kann für jede Phase der transmittierte Strahl-ausschnitt t_{Strahl} eingesetzt werden. Diagramm 6.6 zeigt die Transmission durch den Spalt gegen die Phase aufgetragen.

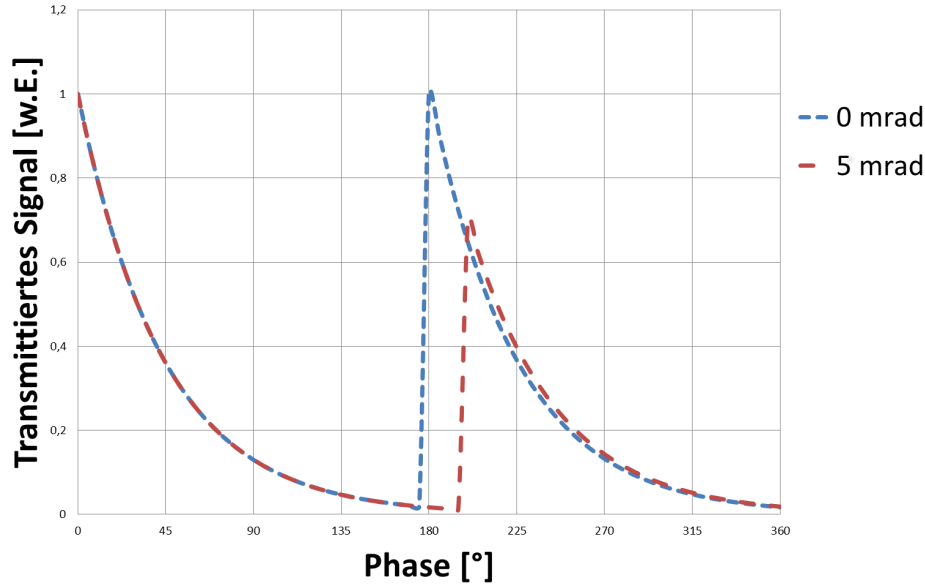


Abbildung 6.6.: Transmission durch den Spalt bei einer Winkelablage von 5 mrad (rot) und ohne Winkelablage (blau). Der zweite Peak ist in der roten Kurve im Vergleich zur blauen verschoben und hat eine niedrigere Intensität.

Die blaue Kurve beschreibt die Transmission durch den Spalt von Pulsen ohne Ablage. Der rote Verlauf zeigt die Auswirkung einer Winkelablage von 5 mrad. Durch diese Ablage ist die Intensität des zweiten Peaks geringer und er ist im Gegensatz zum ablagefreien Verlauf verschoben. Die Intensitätsunterschiede sowie eine kleine Verschiebung des zweiten Peaks konnten auch im Experiment beobachtet werden, wodurch die Vermutung bestätigt wird, dass die Elektronenpulse mit einem Winkel durch die Kavität fliegen.

Im Zuge der Inbetriebnahme des neuen Halbleiterverstärkers wurde die Kavität mit einem Theodolit neu eingemessen, sodass die Sollstrahlachse zentriert in der Kavität liegt. Vor jeder Messung wird der Strahl außerdem bestmöglich für einen mittigen Durchflug optimiert, d.h. die fokussierenden Elemente werden schlagfrei gemacht. Schlagfrei bedeutet, dass die Position vom Schwerpunkt des Strahlprofils gleich bleibt, wenn die Fokussierstärken geändert werden. Die Solenoide werden mittels Augenmaß auf den Leuchtschirmen schlagfrei gemacht, sodass es trotzdem zu kleinen Winkelablagen kommen kann.

In Diagramm 6.7 ist exemplarisch Peak 1 aus der Phasenschiebermessung (siehe Abbildung 6.5) detaillierter gezeigt. Die Fehler wurden anhand der Schwankungen am Pikoamperemeter abgeschätzt. Interessant ist der Bereich ± 30 ps um das Maximum, da dort der Strahl komplett auf der Spalthalterung liegt und so keine zusätzlichen Störsignale durch an der Halterung vorbeifliegende Elektronen entstehen.

Das gemessene Signal (schwarz) zeigt einen leicht asymmetrischen Verlauf, da der Anstieg steiler als der Abfall ist. Nach etwa 15 ps ist ein kleines Nebenmaximum

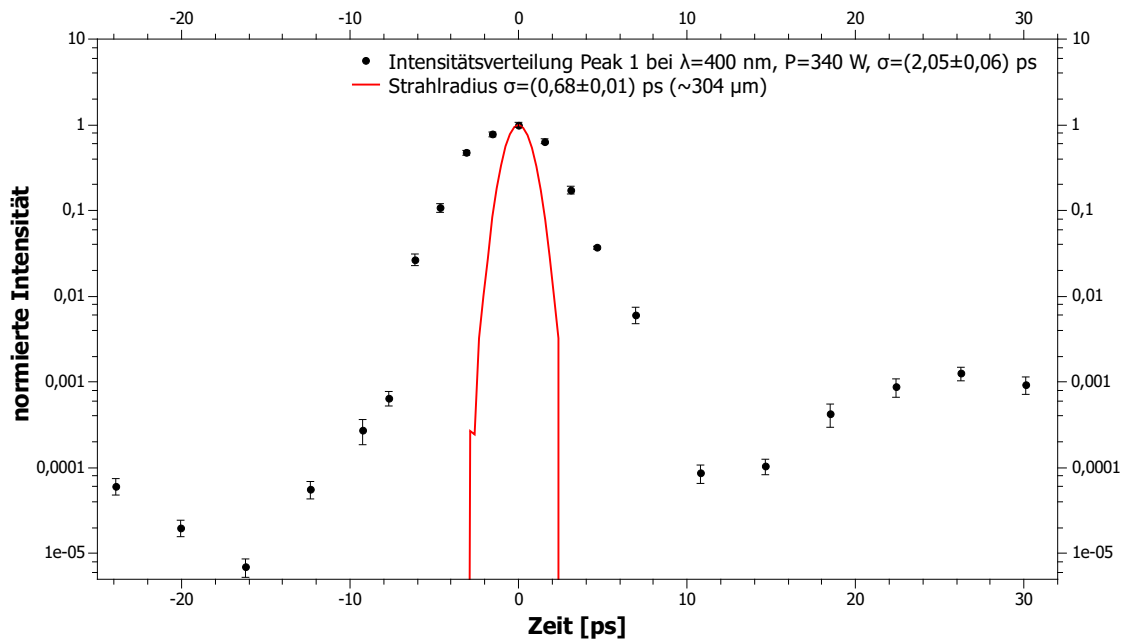


Abbildung 6.7.: Detailansicht von Peak 1 aus Abbildung 6.5. Der zeitliche Verlauf (schwarz) zeigt eine schnell ansteigende Kurve gefolgt von einem langsameren Abfall bis in den 10^{-3} Bereich. Ab 15 ps ist ein kleiner Anstieg zu erkennen, der möglicherweise durch Reflexe während des Laserstrahltransport hervorgerufen wird.

zu erkennen, welches möglicherweise durch Reflexe während des Laserstrahltransports, z.B. am Vakuumfenster, entstanden ist. Ein anderer Grund für diesen Anstieg könnte der tote Gang von etwa 1° des Handphasenschiebers sein, wodurch nachträgliche Korrekturen der Phaseneinstellung zu einer Verschiebung der Messwerte führen können.

Die Länge der Pulsantwort ist zu $\sigma_{\text{Verteilung}} = (2,05 \pm 0,06) \text{ ps}$ bestimmt worden und ist damit etwas länger als die in der anfangs durchgeführten Messung mit der Schirm-Messmethode (siehe Abbildung 6.4). Dieser Unterschied kann durch die unterschiedlichen apparativen Auflösungen der Messmethoden aus Abschnitt 4.3.5 zu Stande kommen.

Durch den Vergleich mit der Simulation (siehe Abbildung 5.2) fällt auf, dass sie den Verlauf bis 10 ps relativ gut beschreibt. Durch den leichten Anstieg nach ca. 15 ps liegt dann aber das Signal etwa eine Größenordnung höher als der erwartete Verlauf. Die möglichen Ursachen des Anstiegs sind bereits im Vorherigen diskutiert worden und erfordern weitere Nachforschungen.

6.3. Messungen mit PCA

Für die Pulsantwortmessung an PCA-Photokathoden benötigt man energiereiche Photonen (siehe Abschnitt 2.1) im kurzwelligen Bereich. Durch die Erweiterung

des Lasersystems um den SHG konnten im Rahmen dieser Diplomarbeit erstmals zeitaufgelöste Messungen mit PCA durchgeführt werden. Die untersuchte PCA-Kathode wurde im Rahmen von [Alex11] am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität hergestellt. Die Ergebnisse aus Schirm- und Channeltron-Messmethode bei $P_{\text{HF}} = 340 \text{ W}$ sind in Abbildung 6.8 gezeigt.

In grün ist die Intensitätsverteilung mit der Schirm-Messmethode dargestellt. Ab einem Bereich von 10 ps liefert die Kamera nur noch den Helligkeitswert 0. Mit Hilfe der Channeltron-Messung (schwarze Kurve) lässt sich dieser Bereich auflösen. Die Kurve zeigt einen gaußähnlichen Verlauf mit einer kleinen Schulter nach etwa 13 ps. Die Intensität in diesem Bereich liegt in der Größenordnung von 10^{-4} . Die kleine Schulter ist möglicherweise durch Reflexe während des Laserstrahltransports oder durch den toten Gang des Handphasenschiebers verursacht worden.

Die Länge der Pulsantwort konnte zu $\sigma_{\text{Schirm}} = (2,30 \pm 0,03) \text{ ps}$ bzw. $\sigma_{\text{CEM}} = (2,56 \pm 0,07) \text{ ps}$ bestimmt werden. Die unterschiedlichen Ergebnisse bei den Messmethoden sind auf die unterschiedlichen apparativen Auflösungen zurückzuführen (siehe Abschnitt 4.3.5).

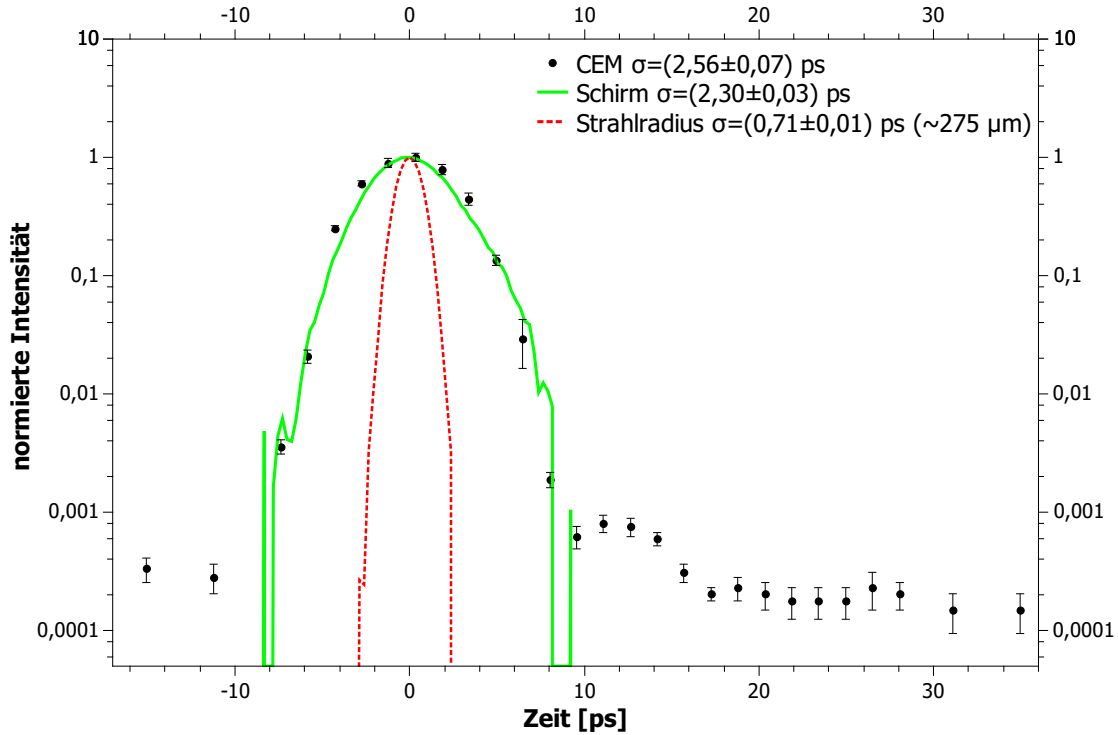


Abbildung 6.8.: Pulsantwort von PCA gemessen mit der Schirm-Messmethode (grün) und der Channeltron-Messmethode (schwarz). In rot ist das transversale Strahlprofil eingezeichnet. Die Schirm-Messmethode liefert ab 10 ps den Helligkeitswert 0, da die Kamera nur eine begrenzte Helligkeitsauflösung besitzt. Die Channeltron-Messmethode zeigt in diesem Bereich ein Signal in der Größenordnung von 10^{-4} .

6.4. Vergleich der Kathodentypen

Abbildung 6.9 zeigt die gemessenen Pulsantworten von PCA und bulk-Cs:GaAs bei unterschiedlichen Laserwellenlängen.

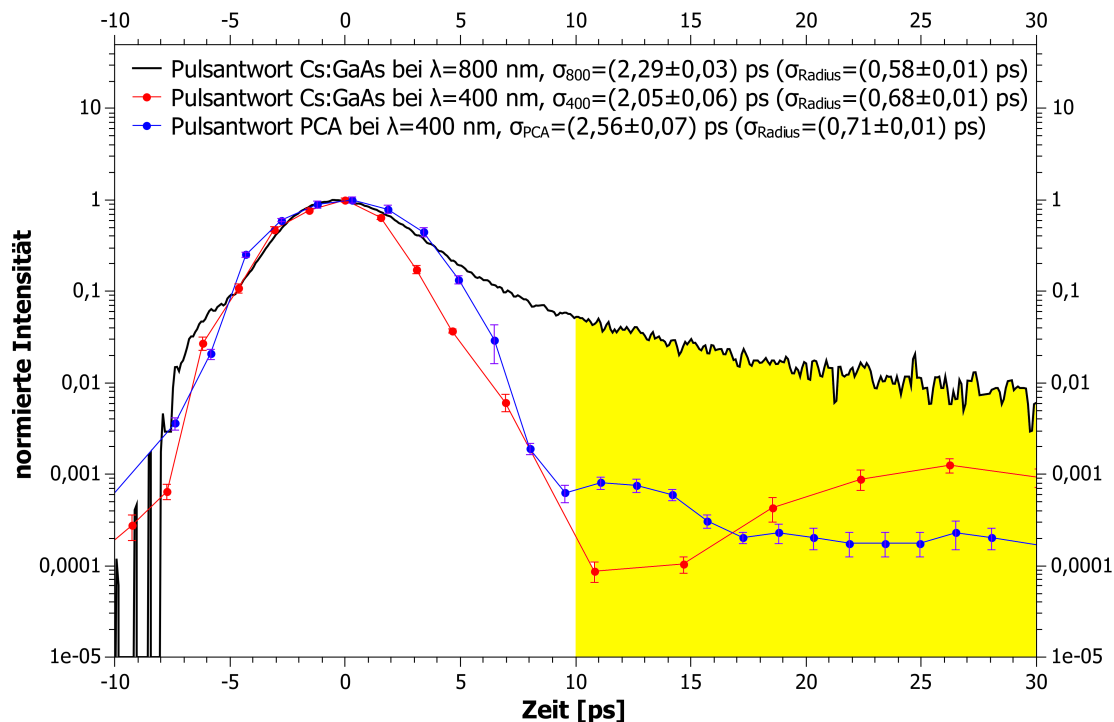


Abbildung 6.9.: Vergleich der Pulsantworten von Cs:GaAs bei $\lambda = 800$ nm (schwarz) und $\lambda = 400$ nm (rot) und PCA bei $\lambda = 400$ nm (blau). Die Verbindungslinien zwischen den Messpunkten dienen zur optischen Führung. Der Bereich außerhalb der typischen Beschleunigerakzeptanz von 10 ps ist gelb markiert.

Die Pulsantwort von GaAs bei $\lambda = 800$ nm (schwarz) zeigt einen deutlich langsameren Abfall als bei $\lambda = 400$ nm (rot). Dieser Verlauf entspricht qualitativ der Simulation mit dem Diffusionsmodell aus Kapitel 5 und liegt an den unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten von GaAs bei den Wellenlängen.

Im Vergleich zu der Simulation liegt das Signal nach 30 ps bei 800 nm im erwarteten Bereich von 10^{-2} , während das Signal bei 400 nm mit 10^{-3} etwa eine Größenordnung größer als in der Simulation ist. Dies liegt an dem Anstieg der Kurve, welcher ab 13 ps zu beobachten ist, und hat vermutlich feine Reflexionen im Laserstrahltransport als Ursache. Bei der PCA-Photokathode (blau) liegt das Signal nach 30 ps in der Größenordnung 10^{-4} und liegt damit unter dem von GaAs.

Die gemessene Pulsantwortzeit von PCA ist mit $\sigma_{\text{PCA}} = (2,56 \pm 0,07)$ ps länger als die von GaAs ($\sigma_{400} = (2,05 \pm 0,06)$ ps und $\sigma_{800} = (2,29 \pm 0,03)$ ps). Die Unterschiede lassen sich mit den unterschiedlichen Energiebreiten und der daraus

resultierenden Laufzeitverschmierung erklären (siehe Abschnitt 2.2.3). Bei GaAs ist die maximale Energiebreite im Bereich von 0,3 eV und hat eine Laufzeitverschmierung von 1,8 ps zur Folge. Bei einer PCA-Photokathode liegt die aufzubringende Austrittsenergie ϕ im Bereich von $\sim 2,1$ eV [Somm68]. Die Energie E_{Laser} der 400 nm Laserpulse beträgt etwa 3 eV (siehe Abschnitt 2.1). Somit folgt für die maximale Energiebreite ($E_{\text{Laser}} - \phi$) bei PCA etwa 0,9 eV. Mit Gleichung 2.4 kann daraus die maximale Laufzeitverschmierung von PCA berechnet werden:

$$\Delta t_{\text{PCA}} \approx 3 \text{ ps} \quad (6.5)$$

Die Tatsache, dass die gemessene Pulsantwort von PCA kürzer ist als 3 ps, lässt darauf schließen, dass es Energieverluste der Elektronen auf ihrem Weg an die Kathodenoberfläche gibt. Die Schichtdicke der PCA-Kathode beträgt etwa 100 nm. Die mittlere freie Weglänge von PCA ist nur unzureichend bekannt, aber mit einer typischen freien Weglänge von Metallverbindungen im Bereich einiger nm zeigt sich, dass die Elektronen auf dem Weg an die Festkörperoberfläche Energie durch Stöße verlieren können.

Um dies genauer zu untersuchen, sind weitere Messungen mit unterschiedlichen Extraktionsgradienten geplant [Dehn].

Die Pulsantwortzeiten der Messungen mit GaAs lassen darauf schließen, dass die Thermalisierung (siehe Abschnitt 2.2.1) der mit UV-Photonen angeregten Elektronen sehr schnell abläuft. Allerdings würde man erwarten, dass die Pulsantwort dieser Pulse etwas länger ist, wegen der etwas größeren Energiebreite. Möglicherweise lassen sich die Pulslängenunterschiede bei 400 nm und 800 nm auf die unterschiedlichen Messmethoden zurückführen. Dies sollte in zukünftigen Messungen näher untersucht werden.

Teilchenbeschleuniger haben typischerweise Akzeptanzen von etwa 10 ps. Sämtliches Signal, das nach dieser Zeit noch vorhanden ist, ist unerwünscht und geht verloren. Werden GaAs-Photokathoden bei $\lambda = 800$ nm verwendet, gehen etwa 7 % der Gesamtintensität verloren (gelb markierte Fläche unter der schwarzen Kurve). Für den Betrieb mit hohen Strömen von z.B. 100 mA würde knapp 10 mA ungewollter Strahl in der Apparatur verloren gehen. Diese Verluste sind bei Verwendung von PCA ($< 0,1$ mA nach 10 ps) oder GaAs bei $\lambda = 400$ nm ($< 0,3$ mA) deutlich geringer.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden zwei unterschiedliche Messverfahren zum zeitaufgelösten Vermessen von Elektronenpulsen erfolgreich aufgebaut und in Betrieb genommen. Mit diesen zwei Messmethoden konnte bei Laserwellenlängen von 400 nm und 800 nm die Zeitstruktur von Elektronenpulsen von bulk-GaAs-Photokathoden untersucht werden. Die Simulationsergebnisse aus dem Diffusionsmodell konnten im Rahmen dieser Messungen qualitativ bestätigt werden. Des Weiteren konnten erstmals Elektronenpulse von PCA bei einer Laserwellenlänge von 400 nm zeitaufgelöst untersucht werden.

Im Vergleich zu der GaAs-Photokathode konnte bei PCA ein deutlich schnellerer und stärkerer Abfall nach dem Maximum beobachtet werden, was zur Folge hat, dass für Beschleunigeranwendungen der Anteil an ungewolltem Signal, welcher nicht in der Beschleunigerakzeptanz liegt, deutlich geringer ist.

Das komplette HF-System musste durch den Wechsel eines alten 2 kW-Klystrons auf einen neu entwickelten 400 W-Halbleiterverstärker neu aufgebaut werden. Aufgrund diverser weiterer Umbaumaßnahmen im Rahmen anderer Experimente mussten Channeltron und Analysierspalt erneut im apparativen Aufbau der PKAT angebracht werden.

Die derzeit maximal zulässige HF-Amplitude von 340 W verspricht nach der Theorie durch eine größere Steilheit eine bessere Zeitauflösung als [Rieh11], da die Elektronenpulse feiner auf dem Leuchtschirm aufgespalten werden. Eine verbesserte Zeitauflösung ist allerdings im Rahmen der Diplomarbeit noch nicht erreicht worden, wofür es mehrere Ursachen gibt. Die in [Hart97] aufgebaute Elektronenoptik mit nur leicht modifizierter Fokussierung wurde für die Messungen verwendet, obwohl sich jetzt Analysierspalt bzw. Leuchtschirm in einem anderen Abstand zur Deflektor-Kavität befinden. Eine Simulation mit beispielsweise Beam-Optic¹ zur Anpassung der Elektronenoptik an den neuen Aufbau sollte für zukünftige Messungen durchgeführt werden.

Des Weiteren konnten die transversalen Strahldurchmesser von $\sigma_{\text{FWHM}} = 200 \mu\text{m}$, welche in [Rieh11] erreicht wurden, nicht reproduziert werden. Dies liegt vermutlich daran, dass in dieser Arbeit immer auf einen möglichst kleinen, runden Strahlfleck optimiert wurde. In [Rieh11] ist ein „zigarrenförmiger“ Strahlfleck verwendet worden, d.h. in der Vertikalen eine sehr kleine, aber in der Horizontalen eine große Ausdehnung. Aufgrund des konstanten Phasenraumvolumens (Emittanz) hat eine starke Fokussierung in der einen Achse eine schwächere Fokussierung in der anderen zur Folge. Deshalb lässt sich der für die Messung entscheidende transversale

¹Eine in den frühen 1990ern entwickelte Software zur Simulation der Strahldynamik.

Strahlradius (vertikale Ausdehnung) viel stärker verkleinern, als es mit einem runden Strahlfleck möglich ist.

Eine weitere Schwachstelle des Aufbaus sind fehlende fokussierende Elemente zwischen Spalt und Channeltron, sodass sich der Strahl durch „natürliche Dispersion“ bzw. Winkelablagen auf der Driftstrecke aufweitet. Ein Toruskondensator hatte im früheren Aufbau aus [Rieh11] durch seine fokussierende Eigenschaft für eine 1:1-Abbildung des Strahls von dem Spalt auf das Channeltron gesorgt. Für zukünftige Messungen wäre ein Aufbau, in dem das Channeltron direkt hinter dem Spalt montiert ist, sinnvoll.

Des Weiteren ließe sich der Laserspot bei 400 nm Wellenlänge durch weitere Optimierung des Linsensystems verkleinern. Dadurch würde sich die Emittanz und somit der minimal erreichbare Strahldurchmesser verringern.

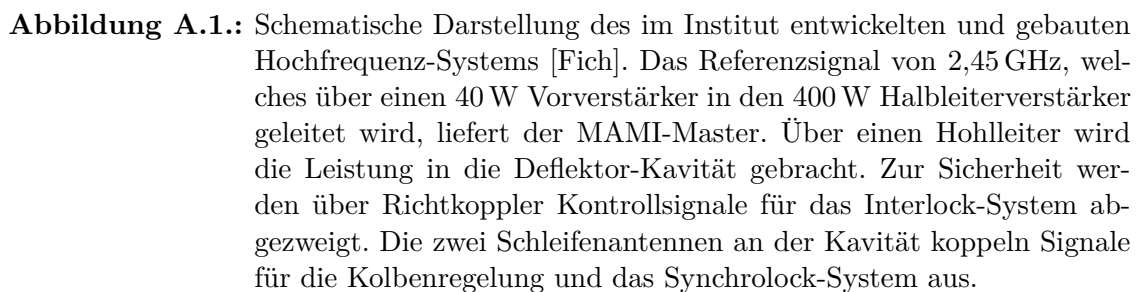
Um die Messzeit mit der Channeltron-Messmethode zu verkürzen, sollte der in [Rieh11] verwendete motorbetriebene Phasenschieber wieder in Betrieb genommen werden, um zeitaufwändige Phaseneinstellungen mit dem Handphasenschieber automatisiert ablaufen lassen zu können und eine Verschiebung der Messwerte durch den toten Gang des Handphasenschiebers zu vermeiden. Eine kürzere Messzeit würde den Einfluss des Phasenjitters verringern.

Außerdem wäre es interessant bei $\lambda = 800 \text{ nm}$ mit einer sehr dünnen GaAs-Photokathode (bei der nicht $d \gg \frac{1}{\alpha}$ gilt) die Pulsantwort zu messen. Dadurch ließe sich die Laserstrahlqualität überprüfen, indem die Existenz von unerwünschten Laserpulsen durch zusätzlich angeregte Moden nachgewiesen wird (Vergleich Abschnitt 3.2.1).

Des Weiteren besitzt der aktuelle HF-Aufbau die Option, noch bis zu zwei Halbleiterverstärker zusätzlich zu montieren, um die HF-Amplitude weiter zu erhöhen.

Zukünftig ist es geplant, mit Hilfe einer neuen, zur Zeit in Planung befindlichen Elektronenquelle mit einem höheren, variablen Extraktionsgradienten Zeitmessungen durchzuführen [Dehn] und damit die Laufzeiteffekte von PCA genauer untersuchen zu können. Im Rahmen der PCHB-Kollaboration sollen in Zukunft auch PCA-Kathoden aus anderen Forschungszentren untersucht werden.

A.1. Details zum Hochfrequenz-System



59

Kontrollparameter, wie z.B. Temperatur der Kavität und des Verstärkers, Leistung, Lichtbogenwächter, Wasserwächter und Kühlwasserfluss, werden von diesem System überwacht und sobald ein Grenzwert überschritten wird, wird der Verstärker und das Netzgerät automatisch abgeschaltet.

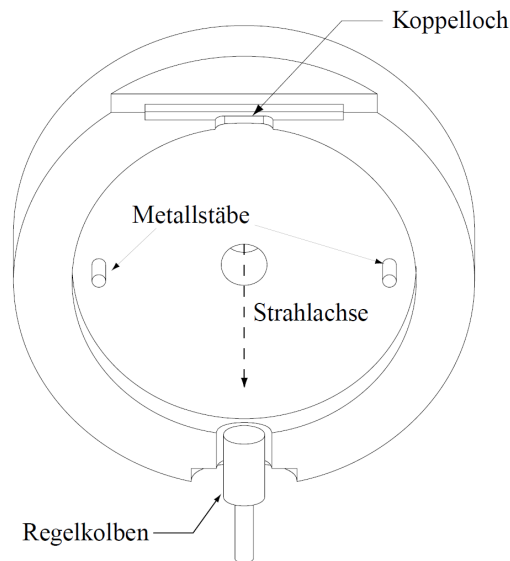


Abbildung A.2.: Schnitt durch die Deflektor-Kavität aus [Hart97]. Die Hochfrequenz-Leistung wird über das Koppelloch in die Kavität gebracht. Über einen Regelkolben wird die Frequenz auf die sich ändernden Temperatur- und Vakuumbedingungen abgestimmt. Zwei zylinderförmige Metallstäbe dienen als Modentrenner und sorgen dafür, dass nur die gewünschte TM-110-Mode angeregt wird. Die um 90° gedrehten und entarteten Moden werden verstimmt und somit nicht angeregt.

Abbildung A.2 zeigt einen Schnitt durch die Deflektor-Kavität. Der zylinderförmige Resonator hat einen Radius von 7,47 cm und eine Höhe von 3,14 cm. Über ein Koppelloch wird die HF-Leistung von oben in die Kavität eingekoppelt. Ein keramisches Vakuumfenster trennt das Vakuum in der Kavität vom Normaldruck im Hohlleiter. Ein Regelkolben kann durch Verfahren die Resonanzfrequenz auf geänderte Temperatur- und Vakuumbedingungen abstimmen. Im Rahmen dieser Diplomarbeit ist die Kolbenregelung auf ein moderneres System mit Schrittmotor umgerüstet worden. Die zwei zylinderförmigen Metallstäbe verstimmen unerwünschte entartete Moden und dienen somit als Modentrenner.

A.2. Bild des Analysierspalts



Abbildung A.3.: Bild des Analysierspalts. Die beiden Kanten des 100 μm breiten Spalts lassen sich noch voneinander unterscheiden, sodass die Bildfehler des Objektivs mit 100 μm abgeschätzt werden können.

A.3. Mathematica-Code für das Diffusionsmodell

```

ClearAll[\[Alpha]rot, \[Alpha]blau, Drot, Dblau, d, t, k]
\[Alpha]rot =
  13267; (* Absorptionskoeffizient \[Lambda]=800nm in cm^-1*)
\[Alpha]blau =
  674185; (* Absorptionskoeffizient \[Lambda]=400nm in cm^-1*)
Drot = 30; (* Diffusionskonstante \[Lambda]=800nm in cm^2/s*)
Dblau = 30; (* Diffusionskonstante \[Lambda]=400nm in cm^2/s*)
d = 1*10^-3; (* Schichtdicke in cm hier 10 \[Mu]m *)
\[Sigma] = 2.3; (* Breite der Gaußfunktion für Faltung in ps*)
\[Mu] = 0; (* Position der Gaußfunktion für Faltung in ps*)
i = 10000; (* Obere Grenze der Summe in jrot und jblau*)

Arot[k_] := (k*
  Pi*(1 - (-1)^k*Exp[-\[Alpha]rot*d]))/((\[Alpha]rot*d)^2 + (k*
  Pi)^2);
jrot[t_] := Sum[k*Arot[k]*Exp[-(k*\[Pi]/d)^2*Drot*t], {k, 1, i, 1}];
Ablau[k_] := (k*
  Pi*(1 - (-1)^k*Exp[-\[Alpha]blau*d]))/((\[Alpha]blau*d)^2 + (k*
  Pi)^2);
jblau[t_] := Sum[k*Ablau[k]*Exp[-(k*\[Pi]/d)^2*Dblau*t], {k, 1, i, 1}];

LogPlot[{Piecewise[{0, t < 0}, {jblau[t*10^-12]/jblau[0], t >= 0}],
  Piecewise[{0, t < 0}, {jrot[t*10^-12]/jrot[0], t >= 0}]], {t, -2,
  40}, Exclusions -> None, PlotStyle -> Thick, PlotRange -> Full,
  Frame -> True,
  FrameLabel -> {"normierte Intensität", ""}, {"Zeit [ps]", ""}},
  LabelStyle -> Large]

f[t_] := (1/(\[Sigma] Sqrt[2 \[Pi]]))*
  Exp[-0.5*((t - \[Mu])/\[Sigma])^2];
g[t_] := ListConvolve[{t, f[t]/f[0]}, {t,
  jrot[t*10^-12]/jrot[0]}]; (* \[Lambda]=800nm*)
h[t_] := ListConvolve[{t, f[t]/f[0]}, {t,
  jblau[t*10^-12]/jblau[0]}]; (* \[Lambda]=400nm*)
gmax = MaxValue[g[t], t]; (* für Normierung von g[t] *)
gtest = t /.
  Last[FindMaximum[g[t],
    t]]; (* für Verschiebung vom Maximum auf 0 bei g[t] *)
hmax = MaxValue[h[t], t]; (* für Normierung von h[t] *)
htest = t /.
  Last[FindMaximum[h[t],
    t]]; (* für Verschiebung vom Maximum auf 0 bei h[t] *)

LogPlot[{h[t + htest]/hmax, g[t + gtest]/gmax}, {t, -3, 40},
  PlotRange -> Full, PlotStyle -> Thick, Frame -> True,
  FrameLabel -> {"normierte Intensität", ""}, {"Zeit [ps]", "" }},
  LabelStyle -> Large]

LogPlot[{h[t + htest]/hmax, g[t + gtest]/gmax}, {t, -3, 120},
  PlotRange -> Full, PlotStyle -> Thick, Frame -> True,
  FrameLabel -> {"normierte Intensität", ""}, {"Zeit [ps]", "" }},
  LabelStyle -> Large]

```

Literaturverzeichnis

- [Rieh11] Riehn, E. J.: Photokathoden mit integriertem DBR-Reflektor als Quelle hochintensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 2011
- [Somm68] Sommer, A. H.: Photoemissive Materials. John Wiley & Sons, 1968
- [DBD+10] Dowell, D. H.; Bazarow, I.; Dunham, B.; Harkay, K. et al.: Cathode R&D for future light sources. NIM, 2010
- [LBC+09] Lyashenko, A. V.; Breskin, A.; Chenchik, R.; Velosom, J. F. C. A.; Dos Santos, J. M. F.; Amaro, F. D.: Development of high-gain gaseous photomultipliers for the visible spectral range. JINST, 2009
- [BBP+05] Burrill, A.; Ben-Zvi, I.; Pate, D.; Rao, T.; Segalov, Z.; Dowell, D.: Multi-alkali photocathode development at Brookhaven National Lab for application in superconducting photoinjectors. SLAC-PUB-11692, 2005
- [Herr94] Herrmann, K. H.: Der Photoeffekt, Vieweg Verlag, 1994
- [Aule07] Aulenbacher, K.: Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Habilitation, 2007
- [Spic83] Spicer, W. E.; Su, C. Y.; Lindau, I.: Photoelectron spectroscopic determination of the structure of (Cs,O) activated GaAs (110) surfaces. Journal of applied physics 54:1413-1422, 1983
- [Spic93] Spicer, W. E.; Herrera-Gómez, A.: Modern Theory and Applications of Photocathodes. SLAC-Pub N6306 Stanford Linear Accelerator Center, 1993
- [ASH+02] Aulenbacher, K.; Schuler, J.; v. Harrach, D.; Reichert, E.; Röthgen, J.; Subashev, A.; Tioukine, V.; Yashin, Y.: Pulse response of thin III/V semiconductor photocathodes. Journal of applied physics 92:7536, 2002
- [TE68] Turnbull, A.; Evans, G.: Photoemission from GaAs-Cs-O. Journal of applied physics 34:155, 1968
- [Hart97] Hartmann, P.: Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 1997
- [HBH+99] Hartmann, P.; Bermuth, J.; v. Harrach, D.; Hoffmann, J.; Köbis, S.; Reichert, E.; Aulenbacher, K.; Schuler, J.; Steigerwald, M.: A diffusion model for picosecond electron bunches from negative electron affinity GaAs photocathodes. Journal of applied physics 86:2245, 1999

- [Weil] Weilbach, T.: Dissertation in Vorbereitung. Johannes Gutenberg Universität Mainz
- [WAB13] Weilbach, T.; Aulenbacher, K.; Bruker, M.: Beam profile measurement for high intensity electron beams. Proceedings of the 4th IPAC, Shanghai, China, 2013
- [Schu04] Schuler, J.: Ultrakurzzeit-Spektroskopie in der Photoemission aus III-V-Halbleitern. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 2004
- [Sieg86] Siegman, A. E.: Lasers. University Science Books, S. 1041ff, 1986
- [Weis04] Weis, M.: Analyse und Verbesserung der Zeitauflösung der Testquelle polarisierter Elektronen an MAMI. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 2004
- [Rieh06] Riehn, E. J.: Phasenstabilisierung einer radiofrequenzsynchronisierten gepulsten Elektronenquelle. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 2006
- [DeTe] Datenblatt: CDEM Model 2403, Detector Technology Inc.
- [Aule14] Aulenbacher, K.: Private Mitteilung. Januar 2014
- [Crytur] <http://www.crytur.cz/pages/33/crytur-materials> (aufgerufen am 31.1.14)
- [HOCS] Handbook of Optical Constants of Solids, Academic Press, NY., 1985
- [Rieh14] Riehn, E. J.: Private Mitteilung. Januar 2014
- [Alex11] Alexander, I.: Strahldiagnose bei Hochintensitätsbetrieb von Photokathoden unter spezieller Betrachtung von Raumladungskräften. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Studienarbeit, 2011
- [Dehn] Dehn, M.: Dissertation in Vorbereitung. Johannes Gutenberg Universität Mainz
- [Fich] Interne Notizen von F. Fichtner

Abbildungsverzeichnis

2.1. Übersicht über verschiedene Photokathodentypen	3
2.2. Kristallstruktur von bulk-GaAs	4
2.3. Vergleich der Energieniveaus an der Oberfläche bei NEA- und PEA- Photokathoden	6
2.4. Energieniveaus an einer Halbleiteroberfläche	8
2.5. Aus dem Diffusionsmodell vorhergesagte Pulsform	10
3.1. Aufbau der PKAT	12
3.2. Das verwendete Lasersystem	13
3.3. Schematische Darstellung des Strahlengangs im MIRA 900	14
3.4. Innenaufbau des Second-Harmonic-Generators	15
3.5. Einfluss von höheren Moden auf die erzeugten Laserpulse bei Mode- Locked-Lasern aus [Sieg86]	17
3.6. Apparativer Aufbau des Hochfrequenz-Systems	19
3.7. Elektrisches Feld der TM-110-Mode	20
3.8. Magnetfeld der TM-110-Mode	21
3.9. Schematische Übersicht über das Synchrolock-System	22
3.10. Aufbau der PKAT für die Channeltron-Messmethode	23
3.11. CAD-Zeichnung der Spalthalterung und experimenteller Aufbau des Analyserspalt	24
3.12. CAD-Zeichnung und Bild vom Channeltron-Aufbau	25
4.1. Schematische Übersicht über den Messaufbau mit Leuchtschirm	27
4.2. Ablenkamplitude bei $P_{HF} = 44,9 \text{ W}$	29
4.3. Leuchtschirm bei ausgeschaltetem Strahl	31
4.4. Schematische Darstellung des Channeltrons	32
4.5. Gemessene Verstärkung des Channeltrons	33
4.6. Experimenteller Aufbau des Channeltrons	34
4.7. Schematische Übersicht über den Messaufbau mit Handphasenschie- ber und Channeltron	35
4.8. Kalibration des Handphasenschiebers	36
5.1. Theoretisch zu erwartende Pulsantworten von GaAs bei verschie- denen Wellenlängen	42
5.2. Theoretisch zu erwartende Pulsantworten von GaAs mit Gauß- funktion gefaltet	43

6.1. Longitudinales Strahlprofil auf dem Leuchtschirm bei $\lambda = 800\text{ nm}$ und $P_{\text{HF}} = 340\text{ W}$	46
6.2. Intensitätsverteilung von GaAs bei $\lambda = 800\text{ nm}$ gegen die Zeit auf- getragen	47
6.3. Longitudinales Strahlprofil auf dem Leuchtschirm bei $\lambda = 400\text{ nm}$ und $P_{\text{HF}} = 340\text{ W}$	48
6.4. Intensitätsverteilung bei $\lambda = 400\text{ nm}$ gegen die Zeit aufgetragen . .	49
6.5. Gesamtspektrum der Messung mit Channeltron und Phasenschieber bei $\lambda = 400\text{ nm}$	50
6.6. Transmission durch den Spalt mit Winkelablage	51
6.7. Detailansicht von Peak 1 aus Abbildung 6.5	52
6.8. Pulsantwort von PCA	53
6.9. Vergleich der Pulsantworten von GaAs und PCA	54
A.1. Schematische Darstellung des HF-Systems	59
A.2. Schnitt durch die Deflektor-Kavität	60
A.3. Bild des Analysierspalts	61

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Dr. Kurt Aulenbacher für die sehr gute, intensive Betreuung bedanken. Trotz eines vollgepackten Terminplans konnte der eine oder andere spontane „Labortag“ bei Problemen mit der Apparatur eingeschoben werden.

Des Weiteren möchte ich mich bei der gesamten B1- und B2-Mannschaft bedanken, die mir jederzeit hilfsbereit mit Rat und Tat zur Seite standen und in den Kaffeepausen für gute Laune gesorgt haben. Besonders möchte ich Monika Dehn und Dr. Eric J. Riehn hervorheben, die mir bei Problemen und meinen Messungen stets sehr geduldig geholfen haben.

Außerdem gilt mein Dank der mechanischen Werkstatt unter Leitung von Herrn Luzius für das zügige und einwandfreie Herstellen von Spezialteilen, der Hochfrequenz-Werkstatt von F. Fichtner für den Bau und die Installation des neuen Halbleiterverstärkers sowie J. Röthgen für die Hilfestellung bei Hardware- und Software-Problemen.

Zu guter Letzt möchte ich meinen Eltern und meiner Schwester danken, die mich während meines Studiums immer unterstützt und mir vor diversen schweren Prüfungen Mut zugesprochen haben.