Untersuchungen zum longitudinalen Phasenraum an einem Photoinjektor für minimale Strahlemittanz

Investigations about the longitudinal phase space at a photo injector for minimized emittance

von

Dirk Lipka

Untersuchungen zum longitudinalen Phasenraum an einem Photoinjektor für minimale Strahlemittanz

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

im Fach Physik

eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
der Humboldt-Universität zu Berlin

von

Diplomphysiker
Dirk Lipka
geboren am 01.06.1970 in Magdeburg

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin
Prof. Dr. Jürgen Mlynek

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
Prof. Dr. Michael Linscheid

Gutachter/innen:
1. Prof. Dr. Thomas Lohse
2. Prof. Dr. Eberhard Jaeschke
3. Prof. Dr. Jörg Rossbach

Tag der mündlichen Prüfung: 19.05.2004

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Messungen der longitudinalen- und Impulsverteilungen der Elektronenpakete bei dem Photoinjektor-Teststand in DESY Zeuthen (PITZ) und das Design für die Messung des vollständigen longitudinalen Phasenraumes.

Im Rahmen der Messung der Impulsverteilung wurde der benutzte Spektrometerdipol spezifiziert und kalibriert. Der genutzte Szintillatorschirm wurde untersucht und ein möglicher Sättigungseffekt ist für den benutzten Bereich der Elektronenpaketdichte ausgeschlossen.

Durch Anwendung einer longitudinalen *Flat-Top*-Form des Photokathodenlaserpulses verglichen zu einer Normalverteilung reduziert sich die kleinste Impulsbreite von $(65 \pm 10)\,\mathrm{keV}/c$ auf $(33 \pm 7)\,\mathrm{keV}/c$ bei 1 nC Elektronenpaketladung. Weiterhin reduziert sich der Hochfrequenzphasenunterschied der minimalen Impulsbreite zum maximalen mittleren Impuls von $28\,^o$ auf $10\,^o$.

Für die Messung der longitudinalen Elektronenpaket-Verteilung wurde der Cherenkov-Radiator Aerogel im Vakuum benutzt. Der Brechungsindex von Aerogel wurde im Vakuum untersucht. Unterhalb eines Druckes von 1 mbar ist der Brechungsindex konstant und wurde zu 1,02782 ± 0,00006 gemessen. Das Aerogel wurde für eine gute Zeitauflösung mit einer Geant-4 Simulation optimiert. Zeitliche Fluktuationen des Messsystems und des Injektors von 0,99 ps wurden beobachtet, verglichen zur Elektronenpaketlänge ist diese vernachlässigbar. Die Messungen der longitudinalen Verteilungen ergaben, dass das Elektronenpaket bei der Hochfrequenzphase mit kleinster Impulsbreite am kürzesten mit einem Wert von FWHM = $(6,3 \pm 0,1_{stat} \pm 1{,}2_{syst})$ mm ist. Dies bedeutet eine hohe Ladungsdichte bei dieser Hochfrequenzphase. Damit sind die Ausgangsbedingungen für den Einsatz dieses Injektors bei einem Freie-Elektronen Laser optimiert.

Das Design für die Messung des vollständigen longitudinalen Phasenraumes wurde mit Cherenkov-Radiatoren konzipiert. Dabei wird ein Teilkonus des Cherenkov-Pulses zur Messung genutzt. Erste Prinziptests wurden erfolgreich durchgeführt.

Abstract

In this thesis the measurement of the momentum spread and longitudinal distribution of electron bunches at the Photo Injector Test facility at DESY Zeuthen (PITZ) is presented and the design of the experimental setup for measurement of the complete longitudinal phase space is developed.

For the measurement of the momentum distribution the characteristics of the used spectrometer dipole were measured and calibrated. The parameters of the scintillating screen were investigated and no saturation of the light intensity for the used electron bunch density was observed.

The minimum momentum spread of $(65 \pm 10)\,\mathrm{keV}/c$ using the Gaussian shape of the laser pulse in longitudinal direction and 1 nC bunch charge was shown to reduce to a value of $(33 \pm 7)\,\mathrm{keV}/c$ when using a *flat-top* laser pulse distribution. In addition the difference of the radio frequency phase with the minimum momentum spread and that with the maximum mean momentum was reduced by applying the *flat-top* laser pulse distribution from $28^{\,o}$ to $10^{\,o}$.

Silica aerogel implemented in the vacuum chamber was used as a Cherenkov radiator for measurement of the longitudinal distribution of the electron bunches. The aerogel refractive index was shown to be stable under pressure below 1 mbar and its value of 1.02782 ± 0.00006 was measured. The aerogel specifications were optimized using Geant-4 simulation in order to reach good time resolution. The time jitter of the experimental setup and of the injector was measured to be 0.99 ps, which is negligible in comparison with the bunch length. The shortest bunch length of FWHM $= (6.3 \pm 0.1_{stat} \pm 1.2_{syst})$ mm was measured at the same phase with the minimum momentum spread. Therefore at this phase the bunch has a high density. This way the injector was optimized for it's further application as an electron source for a Free-Electron Laser.

The experimental setup for measurement of the complete longitudinal phase space with Cherenkov radiators was designed. In this design only a fraction of the Cherenkov cone will be used for the measurement. First successful tests approved the applicability of this approach.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Photoinjektor-Teststand **5**
2.1 Übersicht 5
2.2 Zeitsteuerung 6
2.3 Lasersystem 7
2.4 Kathodensystem 9
2.5 Hochleistungs-Hochfrequenzsystem 10
2.6 Hohlraumresonator des Injektors 11
2.7 Magnete 13
2.8 Diagnostik 15
2.8.1 Transversale Elektronenpaket-Verteilung 15
2.8.2 Longitudinale Elektronenpaket-Verteilung 15
2.8.3 Ladung 18
2.8.4 Strahllage 18
2.8.5 Transversale Emittanz 18

3 Longitudinaler Phasenraum **21**
3.1 Erzeugung des Elektronenpaketes 21
3.2 Beschleunigung der Elektronen im Hohlraumresonator 25
3.2.1 Beschleunigung der Elektronen 25
3.2.2 Longitudinaler Phasenraum und Emittanz 28
3.2.3 Einfluss der Zeitvariation der Hochfrequenz auf den longitudinalen Phasenraum 29
3.2.4 Einfluss der Raumladung auf den longitudinalen Phasenraum 32
3.3 Simulationen zum longitudinalen Phasenraum 37

4 Messung der Impulsverteilung des Elektronenpaketes **45**
4.1 Verteilungen der Laserpulse 45
4.1.1 Transversale Verteilung 46

4.1.2 Longitudinale Verteilung 47
4.2 Schirm beschichtet mit YAG-Pulver 49
4.3 Spektrometerdipolmagnet 54
4.4 Impulsverteilung 61
4.5 Vergleich der Hochfrequenz-Leistungsmessung an der Kavität mit der Messung im dispersiven Arm 65
4.6 Vergleich von Impulsverteilungen mit den Simulationsergebnissen 67
4.6.1 Messung mit longitudinal normalverteiltem Laserpuls . 68
4.6.2 Messung mit longitudinal *Flat-Top*-Verteilung des Laserpulses 75

5 Messung der longitudinalen Verteilung des Elektronenpaketes 83
5.1 Aerogel 83
5.1.1 Eigenschaften des Materials 83
5.1.2 Optimierung der zeitlichen Auflösung 84
5.1.3 Brechungsindex von Aerogel in Vakuum 91
5.2 Longitudinale Verteilung 94
5.2.1 Zeitliche Fluktuation 94
5.2.2 Dispersion, Emissionsspektrum und sphärische Aberration 96
5.2.3 Vergleich Cherenkov- mit OTR-Photonenpakete 100
5.2.4 Überprüfung der Impulswerte durch den Cherenkov-Effekt 101
5.2.5 Vergleich der longitudinalen Verteilung des Elektronenpaketes mit den Simulationsergebnissen 103

6 Design für die Messung des vollständigen longitudinalen Phasenraumes 109
6.1 Aufbau 110
6.2 Veränderung der Elektronenpaketlänge durch die Impulsbreite 111
6.3 Nutzung eines Teilsegmentes des Cherenkov Lichtes und der Beitrag zur zeitlichen Auflösung 111
6.4 Beitrag der Cherenkov-Radiatoren zur Impulsauflösung 116
6.5 Messung der longitudinalen Verteilung unter Verwendung des Teilsegmentes 116

7 Abschätzung der longitudinalen Emittanz 119

8 Zusammenfassung **123**

9 Ausblick **127**

A Berechnung der Dispersionsfunktion **129**

B Lösung der Gleichung zur Messung der Länge des YAG-Schirmes **131**

C Simulationsparameter für unterschiedliche Messungen **133**
C.1 Messung mit longitudinal normalverteilten Laserpulsen 133
C.2 Messung mit longitudinal *Flat-Top*-Verteilung der Laserpulse . 134

D Ergebnistabellen **136**
D.1 Impulsverteilung 136
D.1.1 Longitudinal normalverteilte Laserpulse 136
D.1.2 Longitudinal *Flat-Top*-Verteilung der Laserpulse 137
D.2 Longitudinale Verteilung 138

E Berechnung des Transport-Matrix-Elementes R_{56} **139**

Kapitel 1

Einleitung

Die Erzeugung von Synchrotronstrahlung hoher Intensität ermöglicht detaillierte Untersuchungen in verschiedensten Wissenschaftsbereichen, z. B. der Festkörperphysik, der Chemie, der Materialwissenschaften, der medizinischen Diagnostik und der Molekularbiologie. Eine der wichtigsten Qualitätskriterien der Synchrotronstrahlungsquellen ist die Brillianz [1, 2]

$$\text{Brillianz} = \frac{F}{4\pi^2 \sum_x \sum'_x \sum_y \sum'_y}, \tag{1.1}$$

mit F dem spektralen Photonenstrom [Photonen / (Sekunde 0,1 % Bandbreite)], der transversalen Paketgröße der Photonen $\sum_x \sum_y$ und dem Raumöffnungswinkel der Photonenpakete $\sum'_x \sum'_y$.

Die Brillianz von existierenden Synchrotronstrahlungsquellen kann nicht mehr um weitere Größenordnungen verbessert werden. Eine weitere Steigerung der Brillianz, und damit die Erschließung neuer Forschungsgebiete, ist nur mit Freie-Elektronen Lasern (FEL) möglich. Ein weiterer Aspekt ist die Erzeugung von Photonen mit variablen Wellenlängen, insbesondere Röntgenstrahlen, die neuartige Untersuchungen zulassen. Mit Freie-Elektronen Lasern können auch sehr kurze Pulse erzeugt werden, womit zeitaufgelöste Untersuchungen möglich sind.

Um möglichst hohe Intensitäten der Photonenpakete zu erzeugen, werden die Elektronenpakete in periodisch angeordneten Magneten in transversale Schwingungen versetzt. Eine spezielle Form der periodisch angeordneten Magnete wird Undulator genannt. Die Elektronen emittieren durch ihre sinusförmige Bewegung Photonen. Die Photonen wechselwirken mit weiteren Elektronen des Paketes, so dass einige Elektronen Impulse gewinnen, andere verlieren. Das Elektronenpaket wird bei diesem Prozess entsprechend der Photonenwellenlänge in seiner Ladungsdichte moduliert. Die emittierte

Strahlung wird durch die Dichtemodulation bis zu einer Sättigung exponentiell verstärkt. Dieser Prozess wird *self-amplified spontaneous emission* (SASE-Effekt) genannt.

Zum Starten des FEL-Prozesses sind Elektronenquellen notwendig, die Elektronenpakete mit hoher Ladung und kleiner räumlicher Ausdehnung liefern. Das Gleichgewichts-Phasenraumvolumen (Emittanz) eines Elektronenpaketes in einem Synchrotron ist nicht ausreichend klein, darum wird der Impuls der Elektronen von einem Linearbeschleuniger bereitgestellt. Doch kann das normierte[1] Phasenraumvolumen eines Elektronenpaketes im Linearbeschleuniger nicht reduziert werden. Darum hat die Quelle der Elektronen, der Photoinjektor, erheblichen Einfluss auf die erreichbare Brillianz eines FEL's.

Der Photoinjektor-Teststand in DESY Zeuthen (PITZ) wurde aufgebaut, um die Strahlqualität der Quelle sowie die Betriebsparameter für den Einsatz bei der *TESLA Test Facility* (TTF) und dem XFEL in Hamburg zu optimieren. Weitere Untersuchungen werden durchgeführt im Hinblick auf Stabilität und Zuverlässigkeit. Damit die Ziele erreicht werden können, ist nicht nur der Photoinjektor mit seinen Sub-Systemen notwendig, sondern auch eine umfangreiche Diagnostik.

In dieser Arbeit wird die Untersuchung des longitudinalen Phasenraumes am Photoinjektor-Teststand in DESY Zeuthen dargestellt. Dies beinhaltet die Messung und Optimierung der Impulsbreite und der Länge des Elektronenpaketes bei verschiedenen Einstellungen des Photoinjektors sowie Vergleich mit Simulationsergebnissen. Weiterhin wird untersucht, wie die Messung der Korrelation beider Eigenschaften des Elektronenpaketes durchgeführt werden kann.

Der longitudinale Phasenraum eines Photoinjektors wurde bisher mit höheren Elektronenimpulsen gemessen, als der Photoinjektor liefern kann. Dazu wurden weitere Beschleunigereinheiten verwendet. Einerseits ist es möglich, die Messung mit einem Phasenscan einer zweiten Beschleunigereinheit und einer anschließenden Impulsbreitemessung durchzuführen [3]. Andererseits kann ein zweiter Hohlraumresonator mit dessen hochfrequentem transversalen Feld die longitudinale Verteilung in eine transversale umwandeln, so dass dahinter mit einem Schirm die transversale Verteilung gemessen und auf die Elektronenpaketlänge rückgeschlossen werden kann [4].

Eine andere Methode um die longitudinale Verteilung bei Elektronenimpulsen zu messen, die vom Photoinjektor erzeugt werden, ist das Elektronenpaket in ein Photonenpaket gleicher longitudinaler Verteilung zu konvertie-

[1] Normiert wird hierbei auf die relative Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ zur Lichtgeschwindigkeit der Elektronen und dem Lorentzfaktor $\gamma = \sqrt{1/(1-\beta^2)}$.

ren. Danach erfolgt die Messung der longitudinalen Verteilung des Lichtpulses mit einer Streak-Kamera. Bei Elektronenimpulsen von über $20\,\mathrm{MeV}/c$ kann optische Übergangsstrahlung (OTR) an einer leitenden Schicht für den Übergang von der Elektronenpaket-Verteilung zur Lichtverteilung genutzt werden. Doch der Elektronenimpuls bei PITZ ist derzeit maximal $5\,\mathrm{MeV}/c$. Bei diesen Elektronenimpulsen ist das Licht von OTR über einen zu großen Raumwinkel verteilt, um das Licht effizient mit einem folgenden optischen Transportsystem zu einer Streak-Kamera zu leiten. Darum muss ein anderer physikalischer Effekt für den Übergang von der Elektronenpaket-Verteilung zur Lichtverteilung genutzt werden. Bei PITZ ist es der Cherenkov-Effekt. Frühere Messungen der Elektronenpaketlänge mit Hilfe des Cherenkov-Effektes sind bei höheren Elektronenimpulsen, als ein Photoinjektor erzeugen kann, durchgeführt worden [5, 6, 7], damit die Elektronen ein Austrittsfenster zwischen Vakuum und Radiatormaterial überwinden können. Bei diesen hohen Impulsen bleibt die longitudinale Verteilung des Elektronenpaketes erhalten. Um die Messung bei Elektronenimpulsen durchzuführen, die ein Photoinjektor erzeugt, muss der Radiator direkt in das Vakuum der Anlage positioniert werden. Der Radiator darf in diesem Fall das Vakuum der Anlage nicht verschlechtern. Andererseits kann eine dünne Folie zwischen Vakuum und Radiator die Messung bei PITZ-Impulsen möglich machen.

Diese Arbeit zeigt die Messung der longitudinalen Verteilung mit Hilfe des Cherenkov-Effektes in Aerogel und Quarz bei Elektronenimpulsen um $4{,}5\,\mathrm{MeV}/c$. Weiterhin wird der Entwurf des Aufbaus für die Messung des gesamten longitudinalen Phasenraumes beschrieben. Dies ergibt die Möglichkeit den Photoinjektor auch im Hinblick auf die Korrelationen im longitudinalen Phasenraum zu optimieren.

Kapitel 2

Photoinjektor-Teststand

2.1 Übersicht

Der Photoinjektor-Teststand in DESY Zeuthen ist eine Elektronenquelle mit einer großen Anzahl verschiedener Elektronen-Strahldiagnoseelemente. Der Teststand beinhaltet ein Lasersystem, eine Photokathode, ein Hochfrequenzsystem, den Hohlraumresonator, mehrere Magnete und die Diagnosekomponenten. In Abbildung 2.1 ist die schematische Anordnung des Hohlraumresonators, der Magnete und der Diagnostik skizziert. Das Lasersystem und die Photokathode werden für die Erzeugung der Elektronenpakete benötigt. Der Laser bestrahlt die Kathode nach einer vorgegebenen zeitlichen Struktur. Erreichen Laserphotonen die Kathode, so werden Elektronen freigesetzt (Photoeffekt), die dieser zeitlichen Struktur entsprechen, also paketweise die Kathode und später auch den Hohlraumresonator verlassen. Das Hochfrequenzsystem stellt das beschleunigende elektrische Feld zur Verfügung. Im

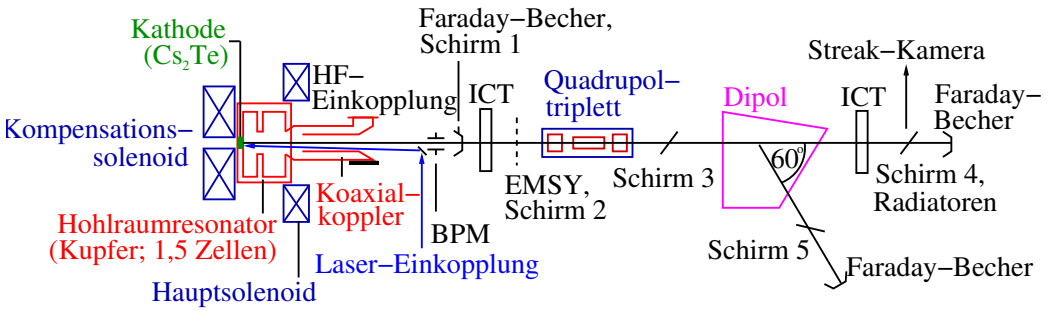


Abbildung 2.1: Schematische Anordnung des Hohlraumresonators, der Magnete und der Diagnoseelemente von PITZ

Hohlraumresonator werden die Elektronenpakete beschleunigt. Der Resonator arbeitet im Ultrahochvakuum um eine hohe Quantenausbeute der Photokathode zu gewährleisten, denn die Quanteneffizienz der benutzten Kathode verringert sich bei Verunreinigungen [8]. Weiterhin minimiert das Vakuum die Anzahl der Stoßprozesse der Elektronen mit Restgaspartikeln. Die Elektronenpakete werden mit Hilfe von Magnetfeldern fokussiert. Ein Rohr folgt dem Hohlraumresonator, in dem sich die beschleunigten Elektronen im Vakuum durch die Diagnoseelemente bewegen. Die Diagnostik dient einerseits der Messung der Eigenschaften der Elektronenpakete und andererseits der Vermessung der Pulsform der Laserpulse.

Der Ursprung des bei PITZ benutzten rechtshändigen kartesischen Koordinatensystems ist der Mittelpunkt der kreisförmigen Kathodenoberfläche. Die positive z-Achse ist gerichtet in Elektronenstrahlrichtung. Die positive x-Achse ist parallel zur Horizontalen und in Strahlrichtung gesehen nach links gerichtet. Die positive y-Achse ist parallel zur Vertikalen nach oben gerichtet.

2.2 Zeitsteuerung

PITZ ist eine Elektronenquelle, die als Grundlage zur Beschleunigung der Elektronen hochfrequente (HF) Felder benutzt. Unterschiedliche Komponenten von PITZ müssen synchron ihre Funktion ausführen, um Elektronenpakete mit kleinem Phasenraumvolumen zu erzeugen. Darum ist eine exakte Zeitsteuerung der verschiedenen Hochfrequenzkomponenten notwendig. Die jeweilige Komponente von PITZ erhält die synchrone Hochfrequenz, um mit anderen Komponenten abgestimmt ihre Funktion auszuführen. Im besonderen ist diese Steuerung für eine Messung mit hoher Zeitauflösung wichtig. Dies spielt eine bedeutende Rolle bei der Messung der longitudinalen Verteilung der Elektronenpakete bei PITZ.

Die für den Betrieb benötigten Frequenzen sind ganzzahlige Teiler oder Vielfache einer Basisfrequenz. Die Basisfrequenz beträgt 9,027775 MHz. Damit die Elektronenquelle an die supraleitenden Hohlraumresonatoren bei TTF adaptiert werden kann, wird diese Basisfrequenz mit 144 multipliziert um ca. 1,3 GHz zu erreichen, welches sowohl die Resonanzfrequenz des Hohlraumresonators bei PITZ als auch bei TTF ist.

In einem Muttergenerator wird mit Hilfe eines Quarzoszillators die Basisfrequenz erzeugt. Der Quarz wird auf einer konstanten Temperatur gehalten, dadurch ergibt sich eine relative Genauigkeit der Frequenz von 10^{-10}. Ein spannungskontrollierter Oszillator (VCO) erhält ein Eingangssignal mit dieser Frequenz. Die Frequenz des Ausgangssignales des VCO ist von der Spannungsamplitude am Eingang abhängig und sollte die Frequenz von 1,3 GHz

sein. Die Ausgangsfrequenz des VCO wird durch 144 dividiert und der Phasenunterschied zur Eingangsfrequenz gemessen. Stimmen die Phasen nicht überein, so ist die Spannungsamplitude am Eingang des VCO zu hoch oder zu niedrig. Je nachdem, ob der Phasenunterschied positiv oder negativ ist, wird die Eingangsspannung des VCO nachgeregelt, bis die Phasen übereinstimmen. Dann besitzt die Ausgangsfrequenz von 1,3 GHz dieselbe relative Genauigkeit von 10^{-10}.

Weitere Frequenzen werden erzeugt, um eine zum Muttergenerator synchronisierte Frequenz für weitere Komponenten von PITZ zu erhalten. Dazu wird die Frequenz des Muttergenerators mit natürlichen Zahlen multipliziert oder dividiert. Ein Wiederholfrequenzgenerator erhält ein Eingangssignal mit der Basisfrequenz. Der Ausgangspuls ist ein codiertes Signal, in dem Ereignisse verschlüsselt sind. Die Wiederholfrequenz der Ereignisse kann zwischen 1 und 10 Hz gewählt werden. Die Ereignisse werden für die weiteren Komponenten von PITZ entschlüsselt und dienen als Triggersignale.

2.3 Lasersystem

Elektronen werden durch Photoeffekt auf der Kathode erzeugt. Die notwendigen Photonen werden durch ein Lasersystem bereitgestellt. Die Dauer eines Laserpulses beträgt einige Pikosekunden. Mehrere Laserpulse sind zu einem Pulszug zusammengefasst (siehe Abbildung 2.2). Die Pulszuglänge ist wählbar und kann maximal 800 μs betragen. Der zeitliche Abstand der Mikropulse ist 1 μs. Mit der Einstellung der zeitlichen Länge des Pulszuges wird die Anzahl der Laserpulse pro Pulszug bestimmt.

In Abbildung 2.3 ist das Lasersystem skizziert. Der Laser besteht aus einem Oszillator und mehreren Verstärkerstufen. Der Oszillator mit einer Umlauffrequenz von 27 MHz besteht aus zwei Spiegeln (einer teildurchlässig), dem Lasermaterial und Modulatoren. Das Lasermaterial ist Yttriumlithiumfluorid dotiert mit Neodym (Nd:YLF). Ein elektrooptischer Modulator (EOM) moduliert die Phase des schwingenden Oszillators mit der von außen vorgegebenen Frequenz von 1,3 GHz, so dass kurze Photonenpakete synchronisiert erzeugt werden. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Photonenpaketen wird durch synchrones Schalten von zwei akustooptischen Modulatoren (AOM) bewirkt. Ein Photonenpaket am Ausgang des Oszillators ist zeitlich normalverteilt mit einer Länge im Pikosekundenbereich. Der Faraday-Isolator dient zur Unterdrückung von Pulsen, welche von den folgenden Komponenten des Lasers zurück zum Oszillator reflektiert werden.

Ein Pulsformer zur Erzeugung einer sogenannten *Flat-Top*-Verteilung in longitudinaler Richtung des Photonenpaketes wird verwendet. Hierbei wer-

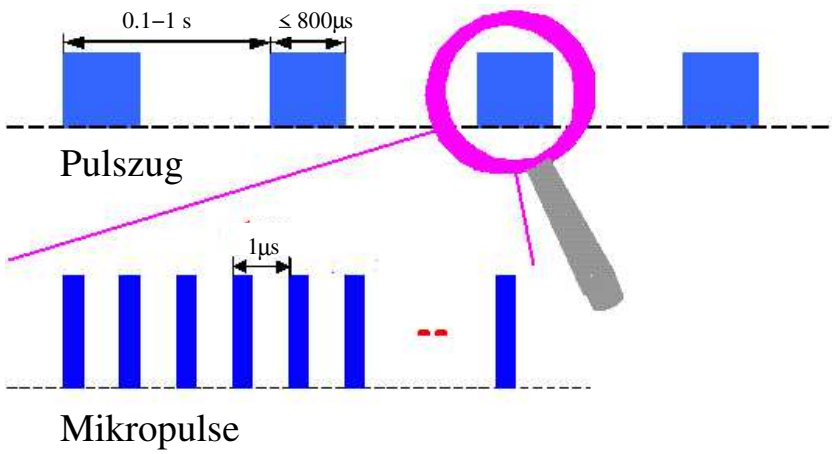


Abbildung 2.2: Zeitstruktur der Mikropulse und Pulszüge des Photokathodenlasers

den zeitlich kurze normalverteilte Laserpulse an einem Reflexionsgitter räumlich aufgespalten. Dabei entstehen Laserpulse, welche einen zeitlichen Laufzeitunterschied zueinander besitzen durch die Reflexion an unterschiedlichen Stufen des Reflexionsgitters. Die folgende Überlagerung dieser Laserpulse erzeugt eine longitudinale Verteilung mit Anstiegs- bzw. Abstiegsflanke entsprechend der ursprünglichen normalverteilten Laserpulse und konstanter Intensität zwischen den Flanken. Das Lasersystem arbeitete erst ohne den Pulsformer, so dass longitudinal normalverteilte Laserpulse erzeugt wurden. Nach dem Einsatz des Pulsformers wurde die *Flat-Top*-Verteilung erzeugt.

Nach dem ersten diodengepumpten Nd:YLF-Verstärker wird ein Pulsschalter verwendet, der einzelne Pulse mit 1 MHz Wiederholfrequenz durchlässt und Pulszüge von Photonenpaketen ausschneidet. Die ersten Pulse eines Pulszuges im Oszillator besitzen unterschiedliche Intensitäten, bis der Oszillator eingeschwungen ist und konstante Intensitäten pro Puls liefert. Die ersten Pulse mit unterschiedlicher Intensität werden von dem Pulsschalter weggeschnitten, so dass konstante Intensitäten der Einzelpulse erreicht werden. Die maximale Energie eines Photonenpaketes beträgt nach den diodengepumpten Nd:YLF-Verstärkern 16 μJ. Ein weiterer Pulsschalter selektiert die für das Experiment benötigte Anzahl von Photonenpaketen pro Pulszug. Die Pulse werden von 2 blitzlampengepumpten Nd:YLF-Verstärkern bis zu einer Energie von 200 μJ verstärkt. Um eine hohe Stabilität der Intensität zu erreichen, wird zukünftig ein Puls-zu-Puls-Optimierer die blitzlampengepumpten Nd:YLF-Verstärker steuern. Die Wellenlänge der Photonen von

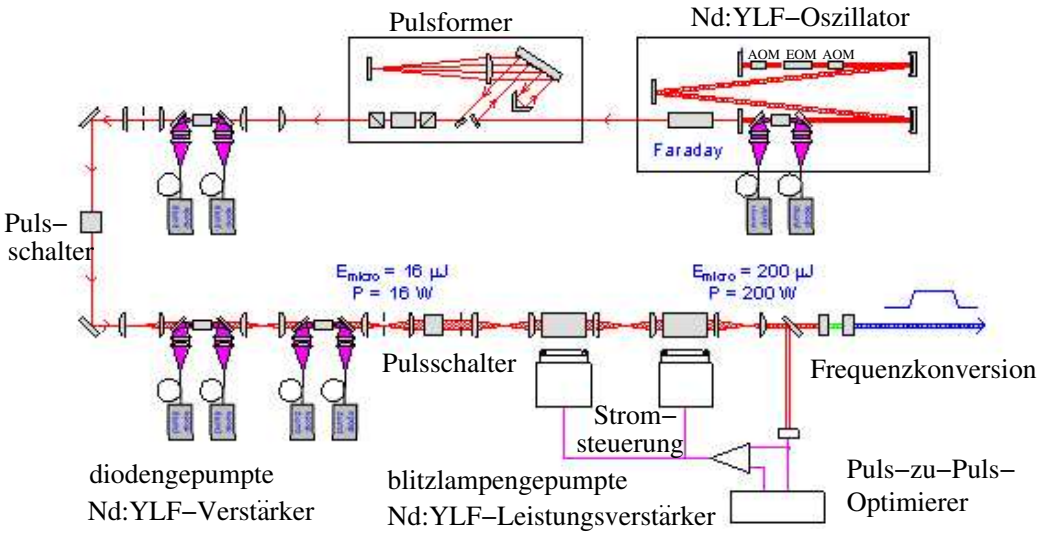


Abbildung 2.3: Skizze des Lasersystems. Der Oszillator ist aufgebaut mit zwei Spiegel zwischen denen sich das Lasermaterial und Modulatoren befinden. Dem Oszillator folgen ein Pulsformer und mehrere Verstärkerstufen.

1047 nm wird durch zwei nichtlineare Kristalle auf 262 nm transformiert. Die transversale Verteilung der Photonenpakete soll homogen sein. Sie wird durch die Blenden zwischen den Verstärkern bestimmt. Die Verstärkung der Photonenenergie kann vom Nutzer eingestellt werden. Damit wird die Ladung der Elektronenpakete bei PITZ eingestellt.

Die Photonen werden durch ein Spiegelsystem zur Kathode des Photoinjektors geleitet. In dem optischen Transportsystem befindet sich an einer Ebene eine Auswahl von Blenden mit unterschiedlichen Durchmessern, um die transversale Ausdehnung des Photonenpaketes auf den gewünschten Durchmesser zu beschneiden. Zwei Spiegel unmittelbar vor dem Eintritt der Laserpulse in das Vakuum des Injektors sind in ihren Winkeln zur optischen Achse verstellbar, um die transversale Position des Laserpulses zum Zentrum des elektrischen Feldes im Hohlraumresonator zu justieren. Ein Spiegel im Strahlrohr lenkt die Photonen auf die Kathode (siehe Abbildung 2.1).

2.4 Kathodensystem

Im Hohlraumresonator befindet sich an der Rückwand eine Öffnung, in dem eine Photokathode positioniert wird. Die Photonen des Lasers treffen auf die

Kathode und erzeugen Photoelektronen. Das für den Photoeffekt genutzte Kathodenmaterial ist Cäsiumtellurid (Ce_2Te), weil es eine hohe Quantenausbeute mit relativ langer Lebensdauer besitzt und hohe Stromdichten der Elektronenpakete erlaubt [9, 10]. Das Trägermaterial ist Molybdän, auf dem Tellur und Cäsium aufgedampft werden. Die Dicke der Schicht nach der Bedampfung ist ca. 25 nm [8]. Die Trägeroberfläche wird vor der Bedampfung poliert. Die Herstellung erfolgt in einer Vakuumkammer bei Drücken im Bereich des Ultrahochvakuums.

Der Vakuumbehälter, in dem sich mehrere Kathoden befinden, wird an das Vakuumsystem des Photoinjektors angeflanscht. Die jeweils ausgewählte Kathode wird mit Hilfe von Manipulatoren über ein Vakuumsystem in den Hohlraumresonator eingeführt.

2.5 Hochleistungs-Hochfrequenzsystem

Für die Beschleunigung der Elektronen auf einen Impuls von einigen MeV/c ist ein elektrisches Feld mit hoher Feldamplitude notwendig. Die Beschleunigung erfolgt mit einer stehenden elektrischen Welle mit einer Frequenz von 1,3 GHz. Um eine hohe Feldamplitude im Resonator zu erreichen, wird eine hohe Spitzenleistung von einigen Megawatt benötigt. Eine hohe mittlere Leistung ist notwendig, damit die zeitliche Dauer des elektrischen Feldes mindestens gleich der eingestellten Pulszuglänge der Laserpulse ist. Dazu wird die Amplitude des 1,3 GHz Wechselfeldes, welches mit dem Muttergenerator und dem VCO generiert wird, mit Hilfe eines Klystrons verstärkt.

Das Wechselfeld wird in Hohlraumresonatoren mit fünf Zellen (Klystronröhre) eingespeist. Die Frequenz von 1,3 GHz ist zur Ausgangsfrequenz des VCO um eine einstellbare Phase versetzt, d. h. die Phase des Emissionszeitpunktes im Injektor kann eingestellt werden. An einer thermischen Kathode der Klystronröhre liegt weiterhin eine Spannung von 120 kV an, so dass Elektronen zur Anode beschleunigt werden. Entsprechend ihrer zeitlichen Position zum hochfrequenten Feld werden Elektronen in der Klystronröhre beschleunigt oder abgebremst, d. h. ihre Geschwindigkeit wird so moduliert, dass sich Elektronenpakete bilden. Diese erzeugen beim Durchqueren der Klystronröhre zusätzliche elektromagnetische Felder. Diese Felder werden am Ende der Beschleunigungsstrecke ausgekoppelt und sind das Ausgangssignal dieses Systems. So wird die eingespeiste Hochfrequenz bis zu einer Spitzenleistung von 5 MW verstärkt. Die Elektronen treffen am Ende des Klystrons auf einen wassergekühlten Absorber. In Tabelle 2.1 sind einige Parameter des Klystrons zusammengefasst.

Das hochfrequente elektromagnetische Feld wird durch Hohlwellenleiter

Resonanzfrequenz	1,3 GHz
Spitzenleistung	5 MW
maximale Pulszugdauer	1,5 ms
Wiederholfrequenz Pulszüge	1 - 10 Hz

Tabelle 2.1: Parameter des Klystrons

zum Hohlraumresonator des Photoinjektors geleitet. In dem Leiter sind 3 Messstationen, welche die vorwärts gerichtete und reflektierte Leistung der Wellen messen. Beide Leistungen können unterschieden werden, indem die in zwei Drähten, welche in unterschiedlicher Richtung geerdet sind, induzierte Spannung gemessen wird. Die Leistungsmessgeräte sind mit einer bekannten Referenzleistung von einem Pulsgenerator kalibriert. Eine unabhängige Kalibrierung ist durch eine kalorimetrische Messung durchgeführt worden, deren Ergebnis innerhalb ihrer Fehlergrenzen von 10 % mit dem Ergebnis vom Leistungsmessgerät übereinstimmt. Höhere Modi der Hochfrequenz können beide Arten der Messung verfälschen.

2.6 Hohlraumresonator des Injektors

Der eineinhalbzellige Hohlraumresonator des Photoinjektors dient zur Aufnahme des elektrischen Feldes, mit dem die Elektronen beschleunigt werden. Die Wellenlänge des elektrischen Feldes ergibt sich aus der Resonanzfrequenz von 1,3 GHz zu ca. 23 cm. Im Hohlraum wird ein stehendes elektromagnetisches Feld in der Art erzeugt, dass die elektrische Feldstärke parallel zur Längsachse des Injektors, d. h. parallel zur z-Koordinate, verläuft (TM_{010}). Die Elektronen werden in der Halbzelle und in der folgenden Vollzelle beschleunigt, also ändert sich die Polarität des beschleunigenden Feldes beim Durchgang der Elektronen von Zelle zu Zelle. Dies bedeutet der Resonator arbeitet im π-Modus. Die Eigenfrequenz des Hohlraumresonators hängt von dessen geometrischer Form ab. Das eingeführte elektromagnetische Feld induziert in dem aus Kupfer bestehenden Resonator Spannungen und Ströme. Durch ohmsche Verluste wird das Material erwärmt. Eine Kühlwassertemperaturregelung hält die Temperatur des Resonators konstant. Der Frequenzabgleich erfolgt durch Veränderung der Kühlwassertemperatur (21 kHz/K). Dadurch verändern sich die geometrischen Abmessungen des Resonators. In einem abgeglichenen System schwankt die Kühlwassertemperatur in einem Bereich von $\pm 0{,}05$ K, das bedeutet die Resonanzfrequenz schwankt in einem Bereich von $\pm 1{,}05$ kHz.

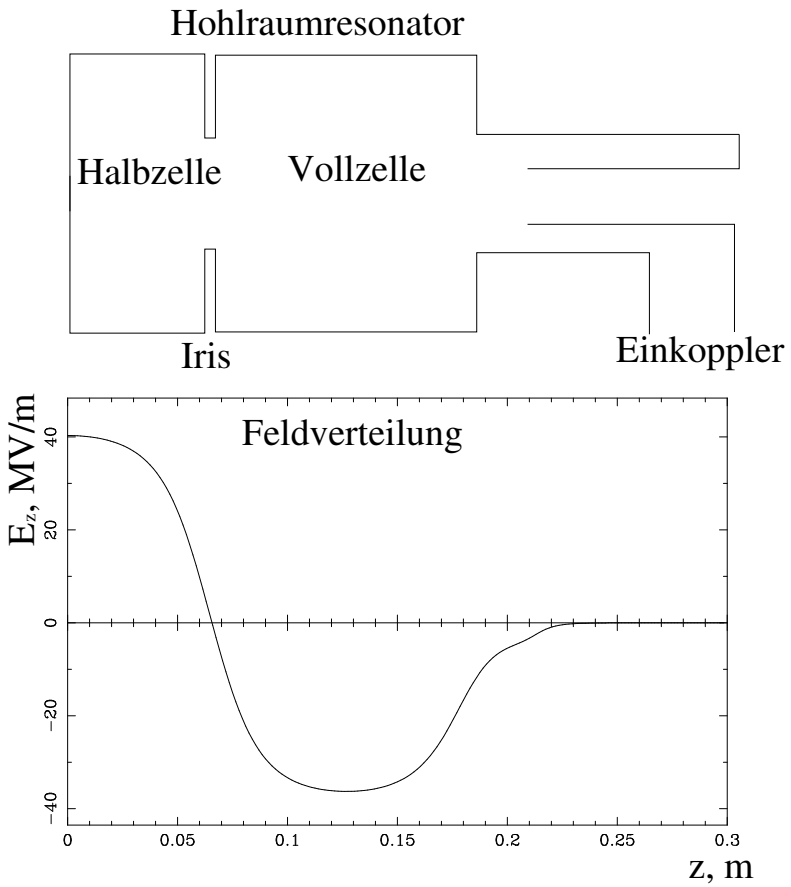


Abbildung 2.4: Verteilung des elektrischen Feldes des Hohlraumresonators entlang der z-Achse als Funktion des Abstands zur Kathode ($z = 0$). Die Verteilung ist das Ergebnis einer Simulation die zur Konstruktion des Resonators benutzt wurde [12]. Die geometrische Form des Resonators ist über der Feldverteilung skizziert.

Das elektromagnetische Feld wird durch einen axialsymmetrischen Einkoppler in den Resonator geleitet [11]. Die axialsymmetrische Feldverteilung im Resonator soll die Vergrößerung der transversalen Emittanz durch asymmetrische Anteile verhindern. Das Feld auf der z-Achse ist als Funktion des Abstands zur Kathode in Abbildung 2.4 gezeigt. Eine von einer Kosinusfunktion abweichenden Form des Feldes am Ende des Resonators ist verursacht durch die Geometrie des Einkopplers. Dort befindet sich nicht nur der Einkoppler, sondern auch ein Rohr für die Aufnahme der Elektronen nach der Erzeugung und Beschleunigung im Resonator (siehe Abbildung 2.4).

2.7 Magnete

Zur Fokussierung und Ablenkung des Elektronenpaketes werden verschiedene Magnete eingesetzt. Ein Hauptsolenoid, siehe Abbildung 2.1, erzeugt ein axialsymmetrisches Magnetfeld parallel zur z-Koordinate mit einer zusätzlichen radialen Feldstärkekomponente mit Ausnahme entlang der z-Achse. Elektronen, die sich nicht entlang der z-Achse bewegen, erhalten durch die radiale Komponente des Hauptsolenoidfeldes eine zusätzliche Winkelgeschwindigkeit. Diese Geschwindigkeitskomponente zusammen mit dem Hauptsolenoidfeld parallel zur z-Koordinate erzeugt eine weitere zur z-Achse gerichtete Lorentzkraft auf das Elektron, die proportional zum Abstand zur z-Achse ist [13]. Für das Elektronenpaket bedeutet dies eine Fokussierung in allen transversalen Richtungen. Ist das Hauptsolenoidfeld an der Kathode ungleich Null, so heben sich die integrierten radialen Komponenten des Magnetfeldes für ein Elektron nicht auf. In diesem Fall verlassen die Elektronen das Hauptsolenoidfeld mit einer Winkelgeschwindigkeit [14], welches die Größe des Elektronenpaketes beeinflusst. Darum sollte die Amplitude des Solenoidfeldes an der Kathode gleich Null sein. Dies wird durch einen Kompensationssolenoiden (vgl. Abbildung 2.1) realisiert. Das Maximum der Feldstärke des Hauptsolenoidfeldes ist 278 mm von der Kathode entfernt. Darum ist die Feldstärke an der Kathode durch den Hauptsolenoiden (ohne das Feld des Kompensationssolenoiden) gering (siehe Abbildung 2.5). Während der Messungen bei PITZ wird die Stromstärke I_M für den Hauptsolenoiden so gewählt, dass das Elektronenpaket genügend fokussiert wird. Die Abhängigkeit zwischen Stromstärke und maximaler Feldstärke des Hauptsolenoidfeldes beschreibt [14]

$$B_{z,max} = 0,6 \cdot \frac{\mathrm{mT}}{\mathrm{A}} \cdot I_M - 0,4 \cdot \mathrm{mT}. \tag{2.1}$$

Die Stromstärke kann zwischen 0 und 400 A eingestellt werden.

Drei Quadrupolmagnete sind in einer Einheit zusammengefasst (Triplett) und dienen zur transversalen Fokussierung des Elektronenpaketes. Im Gegensatz zum Hauptsolenoiden fokussiert ein Quadrupol nur in eine transversale Richtung. Das Quadrupoltriplett kann in beide transversale Richtungen fokussieren und ist besser für hohe Elektronenimpulse geeignet als ein Solenoid. Ein Solenoid an dieser Position müsste ein hohes Magnetfeld bereitstellen, um dieselbe Fokussierung des Elektronenpaketes wie das Triplett zu erreichen. Der Abstand des mittleren Quadrupolmagneten von der Kathode ist 2,3 m. Die Magnetfeldkomponenten B_x und B_y sind linear abhängig vom Abstand zur z-Achse. Es gilt [13]:

$$B_x = -g_Q \cdot y \quad \text{und} \quad B_y = -g_Q \cdot x. \tag{2.2}$$

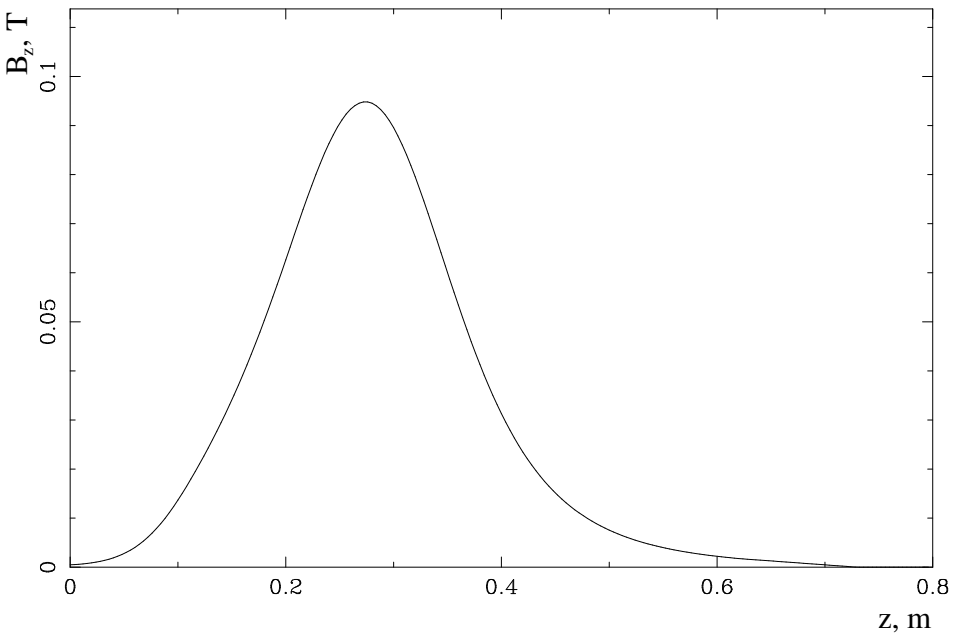


Abbildung 2.5: Verteilung der longitudinalen Komponente des Hauptsolenoidfeldes zur Fokussierung des Elektronenpaketes als Funktion des Abstands zur Kathode ohne Kompensationssolenoiden [14]

Die Variable g_Q kennzeichnet den Quadrupolgradienten. Er hängt von der benutzten Stromstärke I_Q ab. Es gilt:

$$g_Q = I_Q \cdot \frac{g_{ref}}{I_{ref}}, \tag{2.3}$$

mit einem Referenzgradienten von $g_{ref} = (2,60 \pm 0,04)\,\mathrm{T/m}$ bei einer Referenzstromstärke von $I_{ref} = 5\,\mathrm{A}$ [15]. Die Stromstärke der jeweiligen Quadrupole kann zwischen $\pm 5\,\mathrm{A}$ eingestellt werden.

Am Strahlrohr sind Ablenkmagnete mit einem transversalen Magnetfeld zur Strahllagekorrektur angebracht. Drei Ablenkmagnete sind nach dem Resonator positioniert und zwei weitere befinden sich innerhalb des Quadrupolsystems die abwechselnd in horizontale und vertikale Richtungen ablenken.

Zur Messung der Impulse der Elektronen wird ein Dipol verwendet. Durch das Magnetfeld des Dipols werden die Elektronen in einen sogenannten dispersiven Arm abgelenkt. Das für diese Ablenkung notwendige Magnetfeld dient als Maß für den Impuls der Elektronen. Die Eigenschaften des Dipolfeldes und entsprechende Schlussfolgerungen werden in Abschnitt 4.3 beschrieben.

2.8 Diagnostik

Um die Eigenschaften der Elektronenpakete zu messen, werden verschiedene Diagnosekomponenten bei PITZ benutzt. Im Folgenden werden die zu messenden Eigenschaften des Elektronenpaketes genannt und die dafür angewendeten Diagnose- und Analysekomponenten beschrieben[1]. In dieser Arbeit werden die Diagnosekomponenten benutzt, die zur Messung der Ladung und der transversalen, longitudinalen und Impulsverteilungen der Elektronenpakete dienen.

2.8.1 Transversale Elektronenpaket-Verteilung

Zur Messung der transversalen Ladungsverteilung der Elektronenpakete werden Szintillationsschirme in den Strahlengang gefahren. Auf der Oberfläche eines Aluminiumträgers befindet sich die Szintillationsschicht, in der Licht durch die Wechselwirkung mit den im Resonator beschleunigten Elektronen produziert wird. Die aktive Schicht besteht aus Yttrium-Aluminium-Granat, dotiert mit Terbium (YAG:Tb), und wurde pulverförmig auf den Halter aufgetragen. Im Unterschied zu Einkristallen besitzt dieser Szintillatortyp eine geringe Schichtdicke mit einer Korngröße kleiner als $5\,\mu$m. Von den Szintillationsschirmen kann das Licht durch ein Sichtfenster im Strahlrohr zu einer CCD-Kamera gelangen. Das Kameraausgangssignal wird auf einem Monitor sichtbar gemacht und zur weiteren Verarbeitung digitalisiert.

Vor dem Sichtfenster, durch das der Laserpuls in das Vakuum geleitet wird, befindet sich eine für ultraviolettes Licht teildurchlässige Platte, die einen kleinen Teil des Laserlichtes zu einer weiteren CCD-Kamera reflektiert. Diese Kamera besitzt denselben Abstand zum Laser wie die Kathode, so dass die transversale Verteilung des Photonenpulses an der Kamera gleich der auf der Kathode ist und daher virtuelle Kathode genannt wird. Die Photonen mit der Wellenlänge von 262 nm erzeugen in dem CCD-Chip der Kamera Signale, die in üblicher Weise auf einem Monitor sichtbar gemacht und digitalisiert werden.

2.8.2 Longitudinale Elektronenpaket-Verteilung

Die longitudinale Verteilung der Elektronenpakete wird mit Hilfe von Cherenkov-Radiatoren in Lichtpakete gleicher longitudinaler Verteilung umgesetzt. Alternativ steht ein Schirm zur Erzeugung von optischer Übergangsstrahlung

[1] Auf die Messung der Impulse der Elektronen wurde bereits im vorherigen Abschnitt eingegangen.

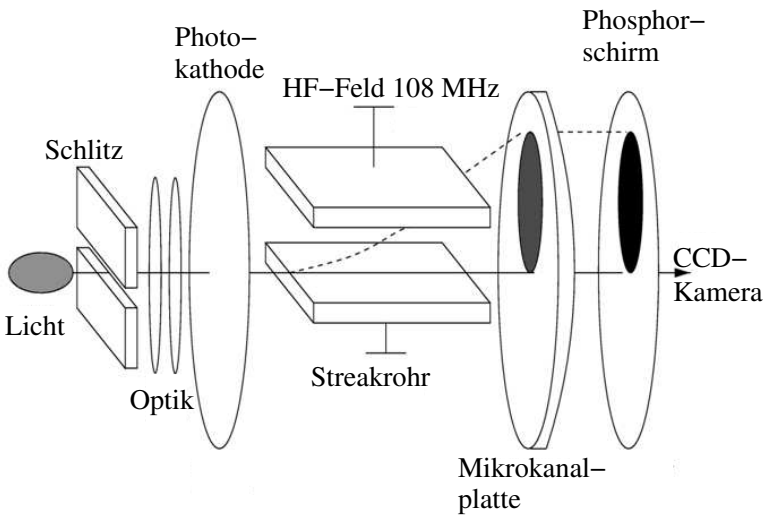


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau der Streak-Kamera [16]

(OTR) zur Verfügung. Die Eigenschaften dieser Radiatoren und deren Beitrag zur zeitlichen Auflösung werden in den Abschnitten 5.1.1, 5.1.2 und 5.1.3 beschrieben. Die Radiatoren sind in einem Abstand von 4,26 m zur Kathode positioniert. Das Licht von den Radiatoren wird über ein ca. 27 m langes optisches Transportsystem, welches aus chromatisch korrigierten Linsen und Spiegeln besteht, zu einer Streak-Kamera geleitet.

Die Streak-Kamera misst die Intensität von Licht als Funktion der Zeit. Der Aufbau einer Streak-Kamera ist in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt. Das zu untersuchende Photonenpaket wird durch einen horizontalen Schlitz, dessen Schlitzbreite einstellbar ist, und ein optisches System auf eine Photokathode abgebildet. Die dort entstehenden Photoelektronen werden auf eine Mikrokanalplatte beschleunigt. Dabei passieren sie das Streakrohr. Dort werden sie durch ein vom Muttergenerator erzeugtes hochfrequentes elektrisches Feld abgelenkt (108 MHz), so dass in vertikaler Richtung ein Abbild der longitudinalen Achse des ursprünglichen Photonenpaketes erzeugt wird. Die Elektronen werden in der Mikrokanalplatte vervielfacht und treffen auf einen Phosphorleuchtschirm. Das entstehende Licht wird von einer CCD-Kamera detektiert, auf einem Monitor sichtbar gemacht und digitalisiert. Durch die Nutzung des vom Muttergenerator erzeugten Hochfrequenz-Signals ist das ablenkende Feld in der Streak-Kamera mit der Erzeugung der Elektronenpakete in dem Injektor synchronisiert.

Drei Effekte tragen zur Zeitauflösung der Streak-Kamera bei:

1. Verteilung der Anfangsgeschwindigkeit der Photoelektronen δT_1:
   Photoelektronen von einer Kathode besitzen eine Impulsverteilung, die von der Wellenlänge der Photonen abhängt. Durch die unterschiedlichen Anfangsimpulse der Elektronen erreichen sie die Streakröhre zu unterschiedlichen Zeiten. Der Beitrag δT_1 ergibt sich zu [5]

$$\delta T_1\,[\mu s] = 2,34 \cdot \frac{\sqrt{\delta E\,[eV]}}{E_K\,[V/m]}, \tag{2.4}$$

   mit δE der Energiebreite der Photoelektronen nach Austritt aus der Kathode und E_K der Beschleunigungsfeldstärke an der Kathode. Typische Werte sind $\delta E = 0,5\,\mathrm{eV}$ bei 600 nm Wellenlänge [17] und $E_K \geq 3 \cdot 10^6\,\mathrm{V/m}$ [17]. Dies ergibt einen Beitrag zur Zeitauflösung von $\delta T_1 \leq 0,55\,\mathrm{ps}$.

2. Räumliche Verteilung der Photonen nach dem Schlitz δT_2:
   Die Photonen, die den Schlitz passieren, ergeben ein Abbild der Schlitzbreite auf dem Phosphorschirm. Ein Photonenpaket mit endlicher transversaler Größe aber ohne longitudinale Ausdehnung wird eine scheinbare zeitliche Ausdehnung wegen der Schlitzbreite am Phosphorschirm erhalten.

3. Raumladungsfeld der Elektronen δT_3:
   Bei hohen Photonendichten an der Kathode stoßen sich die Photoelektronen durch Raumladungskräfte ab und verbreitern die Verteilung am Phosphorleuchtschirm.

Der Einfluss der beiden letzten Beiträge auf die Zeitauflösung der Streak-Kamera kann gemessen werden, indem die Breite des Bildes an der CCD-Kamera ohne Ablenkfeld vermessen wird und erfolgt für die jeweilige Messung. Damit ergibt sich $\delta T_{2,3}$. Ein typischer Wert bei einer Schlitzbreite von $100\,\mu\mathrm{m}$ ergibt eine Auflösung von $\delta T_{2,3} = 1,75\,\mathrm{ps}$ für den kleinsten Zeitbereich der Streak-Kamera. Dabei war die Intensität des Lichtes gering, so dass dieser Betrag von δT_2 bestimmt ist. Bei hohen Intensitäten muss der Schlitz verkleinert werden, um den Effekt durch Raumladung zu verringern.

Die gesamte Zeitauflösung ergibt sich, wenn angenommen wird, dass die Beiträge statistisch unabhängig voneinander sind, zu

$$\delta T_{streak} = \sqrt{\delta T_1^2 + \delta T_{2,3}^2}. \tag{2.5}$$

Die Streak-Kamera wird auch zur Messung der longitudinalen Verteilung der Laserpulse benutzt. Dazu werden die Laserpulse mit Hilfe einer teildurchlässigen Platte geteilt und ein Anteil über ein optisches Transportsystem zum Eingangsschlitz der Streak-Kamera geleitet.

2.8.3 Ladung

Zur Messung der Ladung eines Elektronenpaketes dienen drei Faraday-Becher (siehe Abbildung 2.1). Beim Faraday-Becher treffen die Elektronen auf einen im Strahlengang isoliert angebrachten Metallkörper und werden absorbiert. Die deponierte Ladung fließt über ein Oszilloskop zum Bezugspotential ab. Die Spannung über dem Eingangswiderstand des Oszilloskops wird als Funktion der Zeit gemessen. Unter Berücksichtigung der Größe dieses Widerstandes folgt durch Integration der Spannung über die Zeit die Ladungsmenge des Elektronenpaketes. Der erste Faraday-Becher direkt nach dem Resonator wird zur Messung in den Strahlengang eingefahren. Die beiden Becher an den Enden des Strahlweges sind fest installiert.

Alternativ stehen zwei *integrated current transformers* (ICT) zur Messung der Ladung zur Verfügung. Die in ihren Wicklungen induzierte Spannung fließt über den Eingangswiderstand desselben Oszilloskops zum Bezugspotential ab. Auch hier ergibt sich die Ladung durch Integration der Spannung über die Zeit unter Berücksichtigung der Größe des Widerstandes.

Bei den Messungen mit den Faraday-Bechern wird etwa 20 % weniger Ladung gemessen als mit den ICT's. Ein Grund für den Unterschied ist, dass die Faraday-Becher nicht das gesamten Strahlrohr ausfüllen. Damit wird eine systematische Unsicherheit der Ladungsmessung von $\pm 10\,\%$ angenommen.

2.8.4 Strahllage

Mit Hilfe eines Strahllagemonitors (BPM) wird die transversale Ablage des Strahles von der Sollachse gemessen. Dazu sind vier elektrisch isolierte Elektroden, einander gegenüberliegend, im Strahlengang fest installiert. Das vorbeifliegende Elektronenpaket induziert in diesen Elektroden einen Spannungsstoß. Aus der relativen Größe des Spannungsstoßes der vier Elektroden kann über eine Kalibrierung auf die Strahlablage geschlossen werden.

2.8.5 Transversale Emittanz

Ein Emittanz-Messsystem (EMSY) dient zur Messung der transversalen Emittanz. An der in Abbildung 2.1 skizzierten Position können zwei Einfachschlitze, zwei Mehrfachschlitze, eine Mehrfachlochblende (sog. Pepperpot) und ein YAG-Schirm in den Strahlengang eingefahren werden. Nach dem Passieren der Masken besitzt das beschnittene Elektronenpaket (sog. Beamlets) eine vernachlässigbar kleine Raumladungskraft. An dem Schirm hinter den Masken werden die Beamlets abgebildet und die transversale Breite vermessen. Diese Breite kennzeichnet das Winkelverhalten des Elektronenpaketes und

wird Divergenz genannt. Der Schirm bei EMSY dient zur Messung der transversalen Elektronenpaketgröße. Aus diesen Messgrößen lässt sich die transversale Emittanz bestimmen.

Kapitel 3

Longitudinaler Phasenraum

Der longitudinale Phasenraum eines Elektronenpaketes wird von der Laserpulsform, den Eigenschaften der Photoelektronen nach der Emission und dem beschleunigenden Feld bestimmt. In diesem Kapitel werden zuerst die Eigenschaften der Photoelektronen nach dem Austritt von der Photokathode, die für den longitudinalen Phasenraum relevant sind, gezeigt. Danach folgt die theoretische Beschreibung der Beschleunigung der Elektronen im Hohlraumresonator. Der longitudinale Phasenraum und die longitudinale Emittanz werden definiert. Der Einfluss der Variation der Hochfrequenz und der Raumladung auf den longitudinalen Phasenraum wird theoretisch beschrieben. Eine Simulation zur Berechnung der Bewegung des Elektronenpaketes durch den Teststand wird vorgestellt und Beispielergebnisse gezeigt.

3.1 Erzeugung des Elektronenpaketes

Die Erzeugung des Elektronenpaketes bei Hochfrequenz-Photoinjektoren erfolgt durch den Photoeffekt an der Kathode im Hohlraumresonator. Der Photoeffekt wird in drei Schritten beschrieben: optische Anregung der Elektronen, Wanderung der Elektronen zur Oberfläche des Festkörpers (mit oder ohne Streuung) und, bei genügend hohem Elektronenimpuls, Überwindung der Oberflächenbarriere.

Die Photokathoden werden in zwei Kategorien eingeteilt: metallische und halbleitende Kathoden. Metallische Kathoden zeichnen sich durch lange Nutzungsdauer aus. Das Verhältnis zwischen der Anzahl von erzeugten Elektronen und einfallendem Photon (Quantenausbeute) ist bei diesen Kathoden von der Größenordnung von bis zu 10^{-4}. Im Gegensatz dazu besitzen Halbleiterkathoden eine kürzere Nutzungdauer mit höherer Quantenausbeute (siehe Abbildung 3.1). Verschiedene Halbleiter (Alkaliantimonide, Cäsiumiodide

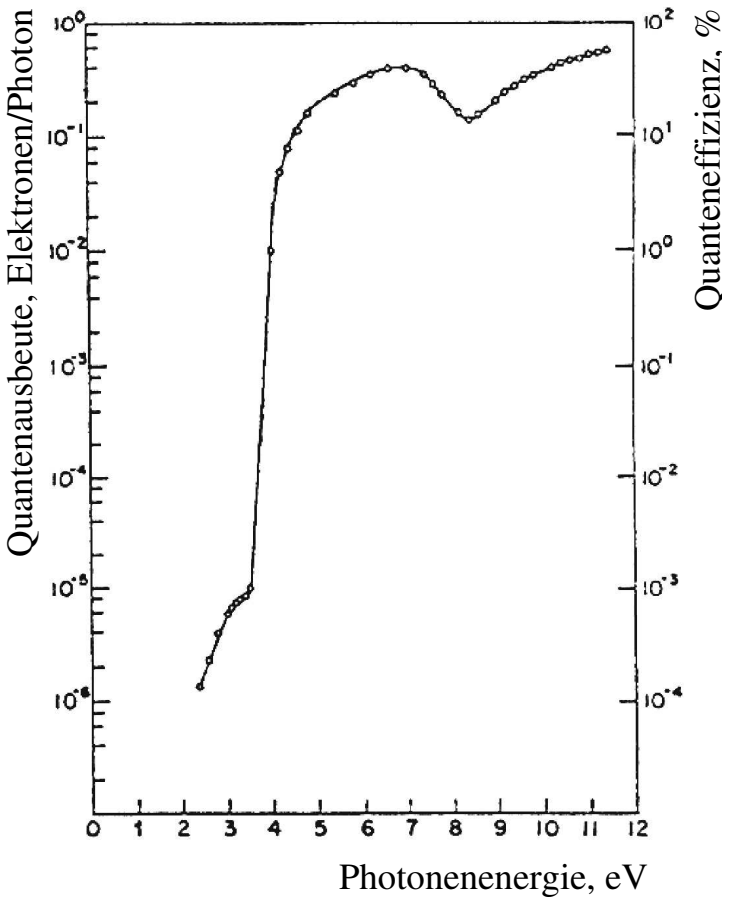


Abbildung 3.1: Spektrale Verteilung der Quantenausbeute von Cs_2Te [18]

und Cäsiumtelluride) sind als Kathodenmaterial untersucht worden [10]. Es muss ein Kompromiss zwischen hoher Quantenausbeute, hohen Stromdichten und langer Nutzungsdauer gefunden werden. Die Nutzungsdauer wird begrenzt durch die Verringerung der Quantenausbeute, bei Halbleitern geschieht dies durch Kontamination mit anderen Molekülen, insbesondere mit Sauerstoff [8]. Darum werden Halbleiterkathoden in Vakuumbehältern bei einem Druck von weniger als 10^{-10} mbar aufbewahrt. Die Anregung der Elektronen durch Photoeffekt erfolgt bei Halbleitern mit direktem oder indirektem Übergang, wobei der direkte Übergang eine vollständige Übergabe der Photonenenergie zum Elektron bedeutet, beim indirektem Übergang wird die Photonenenergie zwischen dem Elektron und dem Gitter aufgeteilt.

Um mit einer gegebenen Quanteneffizienz der Photokathode genügend Elektronen pro Puls zu erzeugen, muss der Laser eine entsprechende Leis-

tung liefern. Die Gesamtleistung des Lasers verteilt sich auf die einzelnen Pulse. Deshalb ist eine hohe Quantenausbeute notwendig, um eine genügend hohe Ladung pro Elektronenpaket zu erreichen. Weiterhin kann mit einer Cs_2Te-Kathode hohe Stromdichten erzeugt werden. Darum wird Cs_2Te als Photokathode genutzt.

Die spektrale Verteilung der Quantenausbeute von Cs_2Te ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die geringe Quantenausbeute bei Photonenenergien kleiner als 3,5 eV wird durch eine zusätzliche Phase von Cs_2Te erklärt [8] und ist für praktische Anwendungen vernachlässigbar. Darum beträgt die Energieschwelle für die Photoemission im wesentlichen $E_T = 3{,}5\,\mathrm{eV}$. Mit steigender Photonenenergie steigt die Quantenausbeute bis zu einer Energie von 6,6 eV. Oberhalb dieser Energie wird der Photoeffekt von Elektron-Elektron-Streuung der optisch angeregten Elektronen beeinflusst; wobei die gestreuten Elektronen kleinere Energien als die Schwellenenergie besitzen, die Quantenausbeute verringert sich. Die Elektron-Elektron-Streuung kann nur ab einer der doppelten Energielücke E_G des Halbleiters entsprechenden Energie auftreten, weil ein Elektron mindestens die Energie zum Überwinden der Energielücke benötigt. Somit ergibt sich $E_G = 3{,}3\,\mathrm{eV}$. Die Elektronenaffinität ist $E_A = E_T - E_G = 0{,}2\,\mathrm{eV}$.

Bei der Photonenenergie von 4,73 eV, welche der Laser von PITZ liefert, ergibt sich eine hohe Quanteneffizienz (siehe Abbildung 3.1). Nach der Herstellung wird eine Quanteneffizienz von mehr als 6 % erreicht. Während der Nutzung der Kathode verringert sich die Quantenausbeute durch Reaktionen mit Restgasmolekülen [8]. Die Restgaszusammensetzung und der Totaldruck bestimmen die Nutzungsdauer der Kathode. Eine Verringerung der Quanteneffizienz um einen Faktor 10 wurde nach 5 Monaten beobachtet [19].

Abbildung 3.2 zeigt die normierte Energieverteilung der emittierten Photoelektronen für unterschiedliche Photonenenergien E_{Ph}. Das erste Maximum, bezeichnet als $P1$, ist unabhängig von der Photonenenergie. Es resultiert aus einem indirekten Übergang mit 4,05 eV Endzustandsenergie. Dies bedeutet eine hohe Elektronenkonzentration im Energieniveauschema bei dieser Energie. Die zwei anderen Maxima ($P2$ und $P3$) verändern ihre Position mit der Photonenenergie (siehe Abbildung 3.2). Sie entsprechen direkten Übergängen. Die Endzustandsenergien sind

$$E_{P2} = E_{Ph} - 0,7\,\mathrm{eV} \tag{3.1}$$

$$E_{P3} = E_{Ph} - 1,4\,\mathrm{eV}. \tag{3.2}$$

Diese und weitere Energieniveaus sind nicht von Bedeutung für PITZ, weil diese mit einer Photonenenergie von 4,73 eV nicht angeregt werden. Wird die leichte Schiefe der Verteilung mit dem ersten Maximum in Abbildung 3.2

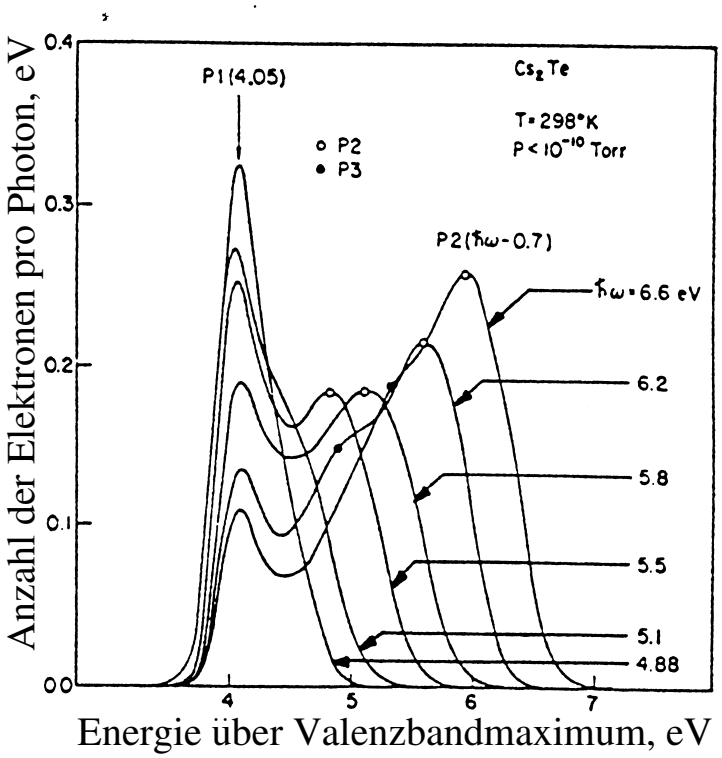


Abbildung 3.2: Energieverteilung der emittierten Photoelektronen für unterschiedliche Photonenenergien von Cs_2Te [18]. Die Kurven sind zur absoluten Elektronenausbeute normiert (siehe Abbildung 3.1).

vernachlässigt, ergibt sich eine mittlere Zustandsenergie der Photoelektronen von $E_f = 4{,}05\,\text{eV}$. Unter Beachtung der Energielücke und der Affinität ergibt sich eine kinetische Energie der freien Elektronen von $E_f - E_T = 0{,}55\,\text{eV}$.

Die Reaktionszeit zwischen Auslösung des Photoeffektes und Elektronenaustritt in das Vakuum lässt sich mit der kinetischen Energie im Material (kinetische Energie der freien Elektronen und E_A) und einer effektiven Weglänge abschätzen. Wird ein Elektron durch den Photoeffekt in einer Schicht des aktiven Kathodenmaterials von 20 nm erzeugt und bewegt sich ohne weitere Wechselwirkung senkrecht zur Oberfläche, dann beträgt die Reaktionszeit 0,04 ps. Ist die Trajektorie um 45^o gedreht ergibt sich eine Reaktionszeit von 0,06 ps. Weitere Wechselwirkungen mit dem Kathodenmaterial, z. B. Streuprozesse, können die Reaktionszeit verlängern. Messungen ergaben, dass die Reaktionszeit kleiner als 4 ps ist [20, 21].

3.2 Beschleunigung der Elektronen im Hohlraumresonator

3.2.1 Beschleunigung der Elektronen

An der Photokathode erzeugte Elektronen werden von dem Hochfrequenzfeld im Hohlraumresonator beschleunigt (der hier benutzte Formalismus folgt [22]). Das elektrische Feld parallel zur z-Koordinate wird angenommen in der Form

$$E_z = E_0 \cos kz \sin(\omega t + \phi_0), \tag{3.3}$$

mit der Feldamplitude[1] E_0, der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$, der Hochfrequenzwellenlänge λ, der Kreisfrequenz $\omega = ck$, der Lichtgeschwindigkeit c und der Hochfrequenzphase ϕ_0, wobei die Photoelektronen die Kathodenoberfläche bei $z = 0$ und $t = 0$ verlassen sollen. Um die Elektronen bei der Emission an der Photokathode zu beschleunigen, muss die Hochfrequenzphase ϕ_0 zwischen 0 und π eingestellt werden. Beim Nulldurchgang der Hochfrequenzphase ϕ_0 polt sich das beschleunigende Feld an der Kathode um.

Ein Elektron verlässt den eineinhalbzelligen Hohlraumresonator bei

$$z_f \equiv (1 + 1/2)\,\lambda/2. \tag{3.4}$$

Folgende Phase wird eingeführt

$$\phi = \omega t - kz + \phi_0 = k \int_0^z \left(\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} - 1 \right) dz + \phi_0, \tag{3.5}$$

mit dem Lorentzfaktor $\gamma = \sqrt{1/(1-\beta^2)}$ und β dem Verhältnis der Elektronengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit. Die Phase ϕ verändert sich am Anfang der Beschleunigung des Elektrons. Wenn das Elektron eine Geschwindigkeit nahe der des Lichtes erreicht, ist ϕ praktisch konstant. Dies bedeutet, ϕ ist eine Phasendifferenz zwischen Elektron und elektromagnetischer Welle.

Wirkt das elektrische Feld (3.3) auf das Elektron, so ändert sich die Gesamtenergie des Elektrons. Damit ergibt sich die Änderung des Lorentzfaktors mit Änderung des Abstands zur Kathode zu

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{eE_0}{2m_0c^2} \left[\sin\phi + \sin(\phi + 2kz) \right], \tag{3.6}$$

mit m_0 der Elektronruhemasse und e der Elektronenladung. Die Beschleunigung eines Elektrons im Hohlraumresonator ist vollständig durch die Gleichungen (3.5) und (3.6) charakterisiert, aber eine geschlossene analytische Lösung ist nicht möglich.

[1] wird auch als Gradient bezeichnet

In einer Näherung [22] wird der Integrand von Gleichung (3.5) in einem Bereich betrachtet, wo er einen signifikanten Beitrag leistet, also in der Nähe der Kathode. Gleichung (3.6) vereinfacht sich zu

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{eE_0}{m_0c^2}\sin\phi_0. \tag{3.7}$$

Damit ergibt sich die Phase zu

$$\phi = \frac{1}{2\alpha_E \sin\phi_0}\ \left[\sqrt{\tilde{\gamma}^2-1} - (\tilde{\gamma}-1)\right] + \phi_0 \tag{3.8}$$

mit einem dimensionslosen Parameter $\alpha_E = eE_0/(2m_0c^2k)$, der die Stärke des elektrischen Feldes angibt sowie $\tilde{\gamma} = 1 + 2\alpha_E \sin(\phi_0)kz$. Bei Hochfrequenzphasen ϕ_0 von einem Vielfachen von π ist Gleichung (3.8) nicht anwendbar. Darum können diese Hochfrequenzphasen nicht betrachtet werden. Die Gleichung (3.8) gilt nur ab ca. $\phi_0 = 30^o$, denn kleinere Hochfrequenzphasen ergeben zu große Unterschiede zu numerischen Lösungen. Die Beschleunigung unter Anwendung der Gleichung (3.8) auf Gleichung (3.6) unter Vernachlässigung der Variation der Phase ϕ von z ist [22]

$$\gamma(z) = 1 + \alpha_E\left[kz\sin\phi + \frac{1}{2}\left(\cos\phi - \cos(\phi + 2kz)\right)\right]. \tag{3.9}$$

Befindet sich das Elektron am Ausgang des eineinhalbzelligen Hohlraumresonators wird der Lorentzfaktor (3.9) zu

$$\gamma_f = \gamma(z_f) = 1 + \alpha_E\left[\frac{3}{2}\pi\sin\phi_f + \cos\phi_f\right], \tag{3.10}$$

mit ϕ_f der Endphase. Der Sinus-Term von Gleichung (3.10) trägt einen größeren Anteil zum Impuls bei als der Kosinus-Term. Darum ist eine Endphase im Bereich von 90^0 bevorzugt, um bei einem konstanten Gradienten hohe Impulse der Elektronen zu erreichen.

Die Hochfrequenzphase ϕ_0 kann so gewählt werden, dass die Phase ϕ_f den gewünschten Betrag erhält. Der asymptotische Wert ϕ_∞ der Gleichung (3.8) ergibt sich zu

$$\lim_{z\to\infty}\phi \to \phi_\infty = \frac{1}{2\alpha_E\sin\phi_0} + \phi_0. \tag{3.11}$$

In Abbildung 3.3 ist der Lorentzfaktor der Gleichung (3.9) als Funktion der Hochfrequenzphase ϕ_0 für die Halbzelle, die Vollzelle und für den

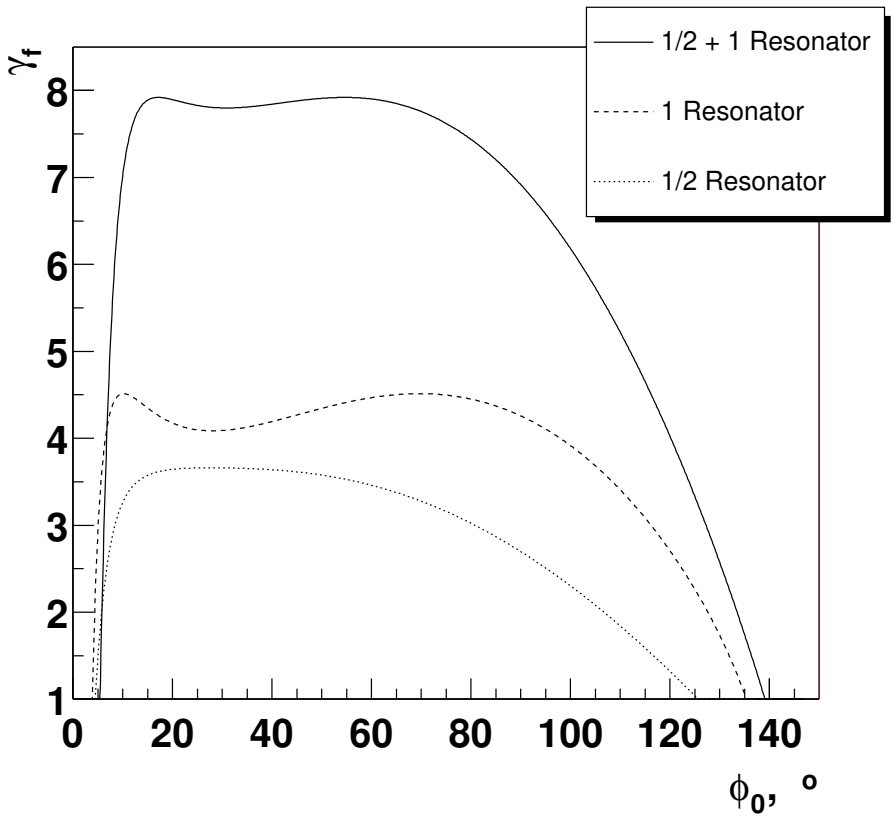


Abbildung 3.3: γ_f als Funktion der Hochfrequenzphase mit einem Gradienten von 40 MV/m bei einer Resonatorfrequenz von 1,3 GHz für die Halbzelle, die Vollzelle und das Ergebnis für den eineinhalbzelligen Resonator

gesamten eineinhalbzelligen Resonator dargestellt. Das Verhalten der Funktionswerte zwischen 0^o und 30^o ist eine Folge der Näherungen bei der Herleitung der Gleichung (3.9). Es ist ein Sprung bei 0^o zu erwarten, weil Elektronen mit negativen Hochfrequenzphasen eine Beschleunigung in negative z-Richtung erhalten. Bei 0^o kehrt sich die Polarität des elektrischen Feldes an der Kathode um. Mit steigender Hochfrequenzphase erreicht der Lorentzfaktor des Elektrons in der Halbzelle bei ca. 30^o Hochfrequenzphase ein Maximum. Wird diese Hochfrequenzphase gewählt, dann passiert das Elektron die Iris zu einer Zeit, in der die Polarität des elektrischen Feldes noch nicht vollständig umgekehrt wurde, es erhält noch eine negative Beschleunigung am Anfang der Vollzelle. Bei einer höheren Hochfrequenzphase passiert das Elektron die Iris des Resonators zwar auch zu einer Zeit, bei dem es noch

etwas abgebremst wird, aber der gesamte Impulsgewinn ist maximal. Dies erfolgt gemäß Abbildung 3.3 bei einer Hochfrequenzphase von $57\,^o$. Bei einer höheren Hochfrequenzphase von $70\,^o$ erreicht ein Elektron die zweite Zelle des Resonators genau zum Zeitpunkt, bei der sich die Polarität des Feldes in der Iris umkehrt, aber der Lorentzfaktor in der Halbzelle ist geringer. Wird die Hochfrequenzphase noch größer gewählt, so erhält das Elektron am Ende der Halb- und Vollzelle eine negative Beschleunigung, der Gesamtimpuls wird kleiner.

3.2.2 Longitudinaler Phasenraum und Emittanz

Das Elektron i eines Elektronenpaketes besitzt einen Abstand z_i zur Kathode und die kinetische Energie $E_{kin,i}$. Der longitudinale Phasenraum ist charakterisiert durch die Variablen z_i und $E_{kin,i}$ aller Elektronen eines Paketes. Im Folgenden wird der Beitrag der transversalen Impulskomponenten zu E_{kin} vernachlässigt. Damit ist der longitudinale Phasenraum durch z_i und durch $p_{z,i}$, dem Impuls parallel zur z-Achse, charakterisiert. Die Abweichungen von der mittleren longitudinalen Position und dem mittleren Impuls werden als

$$\Delta z \quad \text{und} \quad \Delta\tilde{p}_z \tag{3.12}$$

definiert.

Im longitudinalen Phasenraum begrenzen die Punkte mit einer Standard-Abweichung von den Mittelwerten eine Fläche. Der Betrag der Fläche ist die longitudinale Emittanz ϵ_z:

$$\epsilon_z = \sqrt{\left\langle (\Delta\tilde{p}_z)^2 \right\rangle \left\langle (\Delta z)^2 \right\rangle}, \tag{3.13}$$

mit $\langle a \rangle$ den Mittelwerten des Arguments a. Die Fläche im longitudinalen Phasenraum wird von einer Ellipse begrenzt. Die Fläche einer Ellipse wird mit den Radien der Ellipse und dem Faktor π gebildet. Darum wird die Einheit der longitudinalen Emittanz (Länge und Energie) mit dem Faktor π multipliziert. Eine Scherung im Phasenraum ergibt

$$\Delta\tilde{p}_z = \Delta p_z - m \cdot \Delta z \tag{3.14}$$

mit $m = \langle \Delta z \Delta p_z \rangle \,/\, \left\langle (\Delta z)^2 \right\rangle$ (siehe Abbildung 3.4), der Steigung im Phasenraum (analog zu [23])[2]. Die Gleichungen (3.13) und (3.14) ergeben die

[2]Der Unterschied zwischen $\Delta\tilde{p}_z$ und Δp_z ist dadurch gekennzeichnet, dass die Impulsbreite $\sqrt{\left\langle (\Delta\tilde{p}_z)^2 \right\rangle}$ unkorreliert ist. Mit herkömmlichen Messmethoden wird meist die korrelierte Impulsbreite $\sqrt{\left\langle (\Delta p_z)^2 \right\rangle}$ gemessen

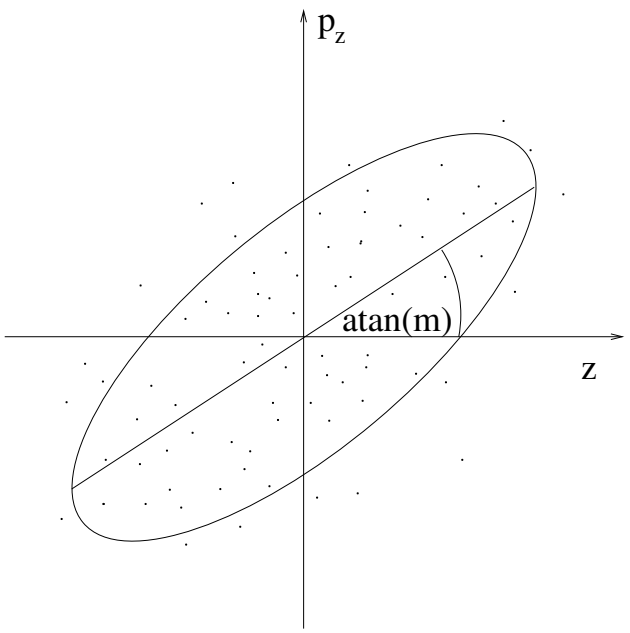


Abbildung 3.4: Longitudinaler Phasenraum mit Emittanzellipse

longitudinale Emittanz zu

$$\epsilon_z = \sqrt{\left\langle (\Delta p_z)^2 \right\rangle \left\langle (\Delta z)^2 \right\rangle - \left\langle \Delta p_z \Delta z \right\rangle^2} = \frac{1}{k}\sqrt{\left\langle (\Delta p_z)^2 \right\rangle \left\langle (\Delta \phi)^2 \right\rangle - \left\langle \Delta p_z \Delta \phi \right\rangle^2}, \tag{3.15}$$

mit

$$\Delta\phi = -k\Delta z \tag{3.16}$$

der Streuung der Phase.

Die Impulsverteilung des Elektronenpaketes ist die Projektion des longitudinalen Phasenraumes auf die p_z-Achse. Die longitudinale Verteilung des Elektronenpaketes ist die Projektion des longitudinalen Phasenraumes auf die z-Achse. Aus diesen Projektionen ergeben sich die Impulsbreite und Länge des Elektronenpaketes.

3.2.3 Einfluss der Zeitvariation der Hochfrequenz auf den longitudinalen Phasenraum

Die Länge des entstehenden Elektronenpaketes an der Kathode wird durch die Emissionsdauer und das Feld (3.3) bestimmt. Durch die weitere Beschleunigung im Hohlraumresonator verändert sich die Länge. Am Ende des Reso-

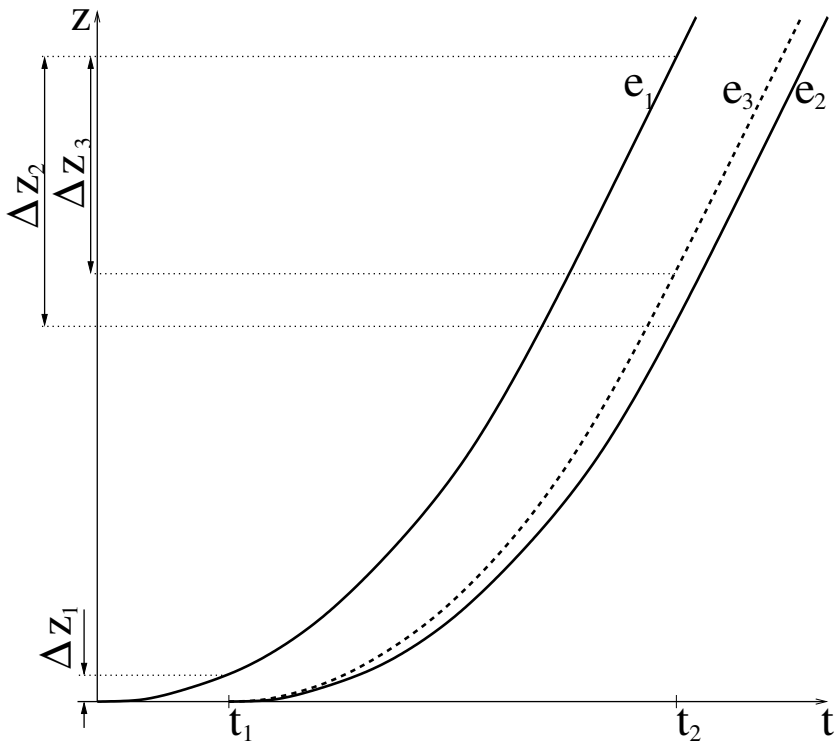


Abbildung 3.5: Abstand der Elektronen e_1, e_2 und e_3 zur Kathode mit unterschiedlichen Emissionszeitpunkten $t = 0$ für e_1 und t_1 für e_2 und e_3 mit unterschiedlichen Phasen als Funktion der Zeit. Die Zeit t_2 kennzeichnet einen Zeitpunkt nach der Beschleunigung, wo die Abstände der Elektronen untereinander gemessen werden.

nators ergibt sich unter Benutzung der Gleichung (3.11)

$$\frac{\Delta\phi_\infty}{\Delta\phi_0} = 1 - \frac{\cos\phi_0}{2\alpha_E \sin^2\phi_0}. \tag{3.17}$$

Hierbei bedeutet eine Änderung der Hochfrequenzphase eine Änderung der Elektronenpaketlänge (vgl. Gleichung (3.16)). Gleichung (3.17) bedeutet, dass eine Verlängerung des Elektronenpaketes durch geeignete Wahl der Hochfrequenzphase verhindert werden kann. In diesem Fall gilt $0 < \frac{\Delta\phi_\infty}{\Delta\phi_0} < 1$. In Abbildung 3.5 ist das Prinzip von Gleichung (3.17) für diesen Fall dargestellt. Ein Referenzelektron e_1 verlässt die Kathode bei $t = 0$ und erreicht die Lichtgeschwindigkeit c, im Weg-Zeit-Diagramm die konstante Steigung. Ein zweites Elektron e_2 wird zum Zeitpunkt t_1 von der Kathode emittiert und besitzt zu dieser Zeit einen Abstand zu e_1 von Δz_1. Hierbei kann der Abstand

beider Elektronen zum Zeitpunkt t_1 nichtrelativistisch berechnet werden mit

$$\Delta z_1 = \frac{eE_z t_1^2}{2m_0}. \tag{3.18}$$

Am Zeitpunkt t_2 wäre bei konstanter Beschleunigung der Abstand Δz_2 groß. Dabei hat sich der zeitliche Abstand beider Elektronen zueinander nicht verändert und der Abstand ergibt sich zu (relativistischer Fall)

$$\Delta z_2 = c \cdot t_1. \tag{3.19}$$

Aber durch die spätere Emissionszeit hat sich die Phase des beschleunigenden Feldes verändert. Dadurch erhält das Elektron e_3, dass zum selben Zeitpunkt wie e_2 emittiert wird, eine größere Beschleunigung. Darum ist der Abstand Δz_3 kürzer als Δz_2.

Ist das Ergebnis der Gleichung (3.17) größer Eins, dann verlängert sich das Elektronenpaket durch unterschiedliche Beschleunigungen der Elektronen eines Paketes im Hohlraumresonator. Der Fall, dass der rechte Teil der Gleichung (3.17) bei kleinen Hochfrequenzphasen negativ wird und damit eine negative Länge berechnet werden kann, ist eine Folge der Näherung bei der Herleitung der Gleichung (3.11). Dieser Effekt tritt bei einer numerischen[3] Lösung nicht auf.

Bei einem Laserpuls mit einer Länge von $\sigma_{z0} = 1,5\,\mathrm{mm}$, einem Gradienten von $40\,\mathrm{MV/m}$, einer Hochfrequenzphase von $\phi_0 = 57\,^o$ und einer Resonatorfrequenz von 1,3 GHz ergibt sich[4], dass das Elektronenpaket am Ende der Beschleunigungsstrecke eine Länge von $\sigma_z = 1,1\,\mathrm{mm}$ besitzt[5].

In Abbildung 3.6 ist die Verzerrung des longitudinalen Phasenraumes nach Gleichung (3.10) skizziert. Hier ist der Lorentzfaktor als Funktion der Endphase aufgetragen, die beide proportional zu den Achsen des longitudinalen Phasenraums sind (vgl. Gleichung (3.15)). Die Form der Verteilung in Abbildung 3.6 wird durch den Sinus-Term der Gleichung (3.10) bestimmt, das Maximum des Lorentzfaktors liegt bei $90\,^o$. Ein Elektronenpaket wird sich im longitudinalen Phasenraum der abgebildeten Form angleichen, wenn nur die Kraft durch das elektrische Feld des Hohlraumresonators (3.3) wirkt. Für die Anwendung des Elektronenpaketes an einem FEL ist eine lineare Abhängigkeit des Lorentzfaktors γ_f von ϕ_f besser geeignet. Die nach dem Photoinjektor erhaltene Form kann mit einem weiteren Resonator, unter Nutzung der dritten harmonischen des 1,3 GHz HF-Feldes linearisiert werden [24].

[3] Die auf numerische Lösung basierende Simulation wird in Abschnitt 3.3 diskutiert.

[4] im weiteren als *Bedingung A* bezeichnet

[5] Die Länge des Elektronenpaketes nach der Emission ist hierbei $\sigma_z(t = t_1) = 0,09\,\mathrm{mm}$, denn die Elektronen bewegen sich kurz nach Austritt aus der Photokathode nicht mit Lichtgeschwindigkeit. Mit Beachtung der kinetischen Energie der Photoelektronen von 0,55 eV würde sich diese Länge um maximal $2,2\,\mu\mathrm{m}$ verlängern.

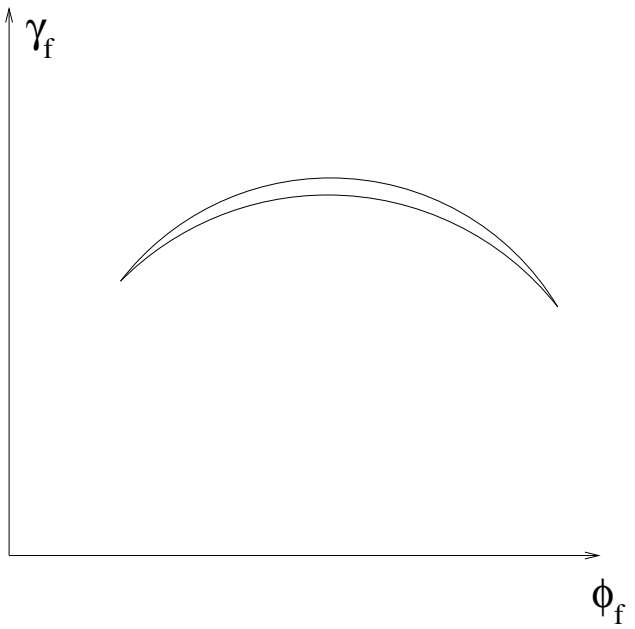


Abbildung 3.6: Skizze der Verzerrung des longitudinalen Phasenraumes nach Gleichung (3.10)

Bei Anwendung von Gleichung (3.10) um die mittlere Phase $\phi_f = 90\,^o$ und der Streuphase $\Delta\phi$ ergibt sich Gleichung (3.15) in niedrigster Ordnung mit $\beta = 1$ zu [22]

$$\epsilon_z^{hf} = \frac{m_0 c}{k}\,(\gamma_f - 1)\;\sqrt{\left\langle (\Delta\phi)^4 \right\rangle \left\langle (\Delta\phi)^2 \right\rangle}. \tag{3.20}$$

Die Markierung hf kennzeichnet den Einfluß der Zeitvariation der Hochfrequenz auf den longitudinalen Phasenraum.

Ist $\Delta\phi$ normalverteilt, dann wird (3.20) zu

$$\epsilon_z^{hf} = m_0 c\,\sqrt{3}\;\,(\gamma_f - 1)\;\,k^2\;\sigma_z^3, \tag{3.21}$$

mit σ_z der Laserpulslänge. Unter Bedingung A ergibt sich der Anteil der Zeitvariation der Hochfrequenz zur longitudinalen Emittanz zu $15{,}1\,\pi\,\mathrm{mm\,keV}/c$.

3.2.4 Einfluss der Raumladung auf den longitudinalen Phasenraum

Eine abstoßende Kraft wie die Raumladung bewirkt eine Vergrößerung der longitudinalen Emittanz. Hierbei ist nur eine zusätzliche Kraft durch die

Raumladung parallel zur z-Richtung bedeutsam. Der Zusammenhang des Feldes durch Raumladung $E_{z,rl}$ im Laborsystem mit dem eines mit dem Elektronenpaket in z-Richtung mitbewegten gestrichenen Koordinatensystems $E'_{z,rl}$ ist

$$E_{z,rl} = E'_{z,rl}. \tag{3.22}$$

Die Kraft durch Raumladung ergibt sich zu

$$F_z = eE'_{z,rl}. \tag{3.23}$$

Das Feld ist abhängig von dem Querschnittsverhältnis $A' = \Delta'_x/\Delta'_z$, mit Δ_i den Längen des Elektronenpaketes im gestrichenen Koordinatensystem[6]. Im Laborsystem ist das Verhältnis $A = \gamma A'$, weil die z-Komponente im mitbewegten Koordinatensystem um γ verlängert ist. Wird angenommen, dass A viel kleiner als γ ist, das bedeutet eine *Zigarren*-Form im Ruhesystem des Elektronenpaketes, dann ist

$$E'_{z,rl} \sim O\left(\gamma^{-2}\right), \qquad \frac{A}{\gamma} \ll 1, \tag{3.24}$$

wobei $O\left(\gamma^n\right)$ eine langsam variierende Funktion von ihrem Argument bedeutet. Ist das Querschnittsverhältnis viel größer als γ, das bedeutet eine *pancake*-Form im Ruhesystem des Elektronenpaketes, dann ergibt sich

$$E'_{z,rl} \sim O\left(1\right), \qquad \frac{A}{\gamma} \gg 1. \tag{3.25}$$

Die Kraft wird zu

$$F_z = \frac{1}{\gamma^2} f(\gamma), \tag{3.26}$$

mit

$$f(\gamma) \sim \begin{cases} O(1) & \frac{A}{\gamma} \ll 1 \\ O(\gamma^2) & \frac{A}{\gamma} \gg 1. \end{cases} \tag{3.27}$$

Der zusätzliche Impuls parallel zur z-Koordinate, hervorgerufen durch die Raumladung, ist demnach

$$\Delta p_z = \int F_z dt = \frac{1}{c} \int \frac{1}{\gamma^2 \beta} f(\gamma) dz. \tag{3.28}$$

Für $\gamma \gg A$ ist $f(\gamma)$ nur schwach von γ abhängig und $1/\gamma^2\beta$ verringert sich stark mit steigender Beschleunigung. Darum kann $f(\gamma)$ durch $f(1)$ ersetzt

[6]Das Elektronenpaket wird zylinderförmig angenommen, darum kann die x-Komponente mit der y-Komponente ausgetauscht werden.

werden. Mit Gleichung (3.7) wird der Impuls zu [22]

$$\Delta p_z = \frac{m_0 c}{eE_0 \sin\phi_0} f(1) \int_1^{\gamma_f} \frac{d\gamma}{\gamma^2 \beta} = \frac{m_0 c}{eE_0 \sin\phi_0} f(1) \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin\left(\frac{1}{\gamma_f}\right) \right]. \tag{3.29}$$

Für $\gamma_f \gg 1$ wird der Term $\arcsin\left(\frac{1}{\gamma_f}\right)$ vernachlässigbar. Werden die Gleichungen (3.23) und (3.26) verglichen, ergibt sich $f(1) = eE_{z,rl}$, mit $E_{z,rl}$ dem elektrostatischen Raumladungsfeld. Der Impuls durch Raumladung ergibt sich zu

$$\Delta p_z = \frac{m_0 c}{E_0 \sin\phi_0} \frac{\pi}{2} E_{z,rl}. \tag{3.30}$$

Das Raumladungsfeld wird mit einem normierten Feld Ξ ausgedrückt [22]

$$E_{z,rl} = \frac{n_0}{4\pi\epsilon_0} \Xi_z(x, y, \Delta z), \tag{3.31}$$

mit x, y und Δz den relativen Positionen des Elektronenpaketes und n_0 der 1-dimensionalen Dichte im Paketmittelpunkt:

$$n_0 = \int \rho(x, y, 0)\, dx\, dy, \tag{3.32}$$

mit der Raumladungsdichte $\rho(x, y, z)$. Der Anteil der Raumladung zur longitudinalen Emittanz ergibt sich durch die Gleichungen (3.30), (3.31) und (3.15) zu

$$\epsilon_z^{rl} = \frac{\pi}{4} \frac{m_0 c}{\alpha_E k} \frac{1}{\sin\phi_0} \frac{I}{I_A} \mu_z(A), \tag{3.33}$$

mit dem Spitzenstrom I, $I_A = 4\pi\epsilon_0 m_0 c^3/e \approx 17\,\mathrm{kA}$, dem Alfén Strom, und $\mu_z(A)$ dem dimensionslosen Raumladungsfaktor

$$\mu_z(A) = \sqrt{\langle \Xi_z^2 \rangle \langle \Delta z^2 \rangle - \langle \Xi_z \Delta z \rangle^2}. \tag{3.34}$$

Die Klammern bedeuten die Berechnung des Erwartungswertes mit der Raumladungsverteilung, z. B.

$$\left\langle \Xi_z^2 \right\rangle = \frac{1}{Q} \int \rho(x, y, \Delta z)\, \Xi_z^2(x, y, \Delta z)\, dx\, dy\, d\Delta z. \tag{3.35}$$

Gleichung (3.33) wurde für $\frac{A}{\gamma} \ll 1$ entwickelt. In dem Bereich $\frac{A}{\gamma} \gg 1$ ist der Unterschied zu numerischen Lösungen in der Größenordnung von 2.

Eine normalverteilte Raumladungsdichte hat folgende Form

$$\rho(x, y, \Delta z) = \rho_0\, e^{-\frac{1}{2}\left[\frac{x^2+y^2}{\sigma_x^2} + \frac{\Delta z^2}{\sigma_z^2}\right]}, \tag{3.36}$$

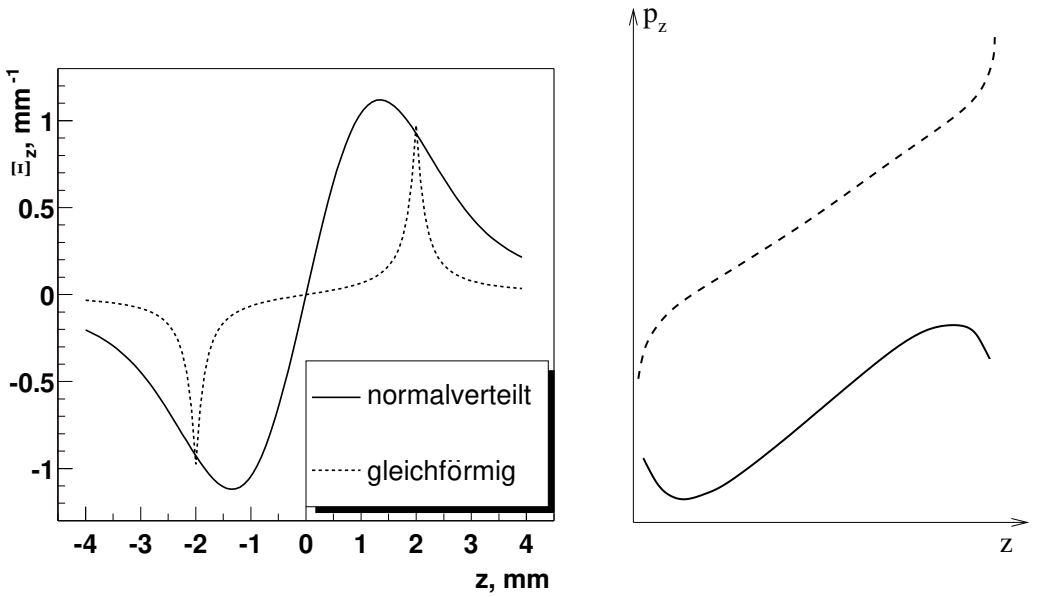


Abbildung 3.7: Das Raumladungsfeld Ξ_z als Funktion von z für normal- und gleichförmig verteilte Ladungsdichten für $x = y = 0$ mit $\sigma_x = 0,1\,\mathrm{mm}$, $\sigma_z = 1\,\mathrm{mm}$ und $A_{gleichförmig} = \mathrm{Radius/Länge} = 0{,}2\,\mathrm{mm}/4\,\mathrm{mm}$ (links). Prinzipielle Form des longitudinalen Phasenraumes durch den Einfluss der Raumladung für beide Arten der Ladungsverteilungen (rechts).

mit ρ_0 der Raumladungsdichte im Paketmittelpunkt und $\sigma_{x,z}$ den Paketgrößen in x- und z-Richtung. Das Feld Ξ_z ergibt sich damit zu [22]

$$\Xi_z(x,y,\Delta z) = \frac{\Delta z}{\sigma_z^2}\int_0^\infty d\zeta\,\frac{e^{-\frac{1}{2}\left[\frac{\left(x^2+y^2\right)A^2}{\sigma_x^2(\zeta+A^2)}+\frac{\Delta z^2}{\sigma_z^2(1+\zeta)}\right]}}{(1+\zeta)^{\frac{3}{2}}\,(A^2+\zeta)} \tag{3.37}$$

mit dem Querschnittsverhältnis $A = \sigma_x/\sigma_z$. In Abbildung 3.7 ist das Raumladungsfeld als Funktion von z für normal- und gleichförmig verteilte Ladungsdichten aufgetragen. Das Feld im inneren Teil des Elektronenpaketes ist linear von z abhängig. An den Enden wird der Funktionswert von Gleichung (3.37) für die normalverteilte Ladungsdichte langsam kleiner, das Feld für die gleichförmig verteilte Ladungsdichte ist nur an den Enden des Elektronenpaketes signifikant groß. Die prinzipielle Form des longitudinalen Phasenraumes durch den Einfluss der Raumladung mit beiden Arten von Ladungsverteilungen ist auch in Abbildung 3.7 dargestellt. Der Einfluss der Raumladung auf den longitudinalen Phasenraum ergibt eine Form entsprechend einer Potenzreihe dritten Grades. Die Form durch die Zeitvariation der Hochfrequenz aus

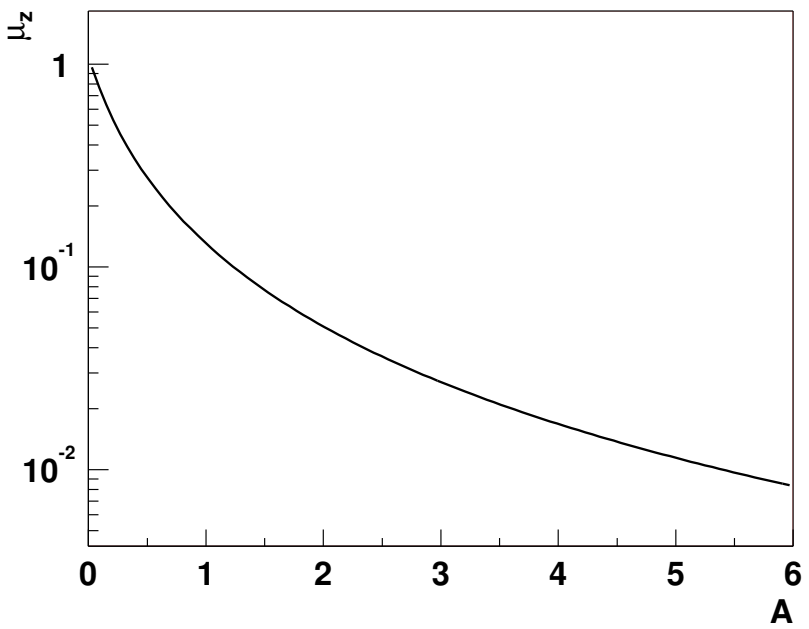


Abbildung 3.8: Raumladungsfaktor μ_z als Funktion des Querschnittsverhältnisses A für normalverteilte Raumladungen

Abschnitt 3.2.2 ergibt sich nach Abbildung 3.6 entsprechend einer Potenzreihe zweiten Grades.

Wird Gleichung (3.37) in Gleichung (3.34) eingesetzt und numerisch gelöst, so beschreibt die Gleichung

$$\mu_z(A) = \frac{1,1}{1 + 4,5\,A + 2,9\,A^2} \tag{3.38}$$

den Zusammenhang von dem Raumladungsfaktor mit dem Querschnittsverhältnis. Abbildung 3.8 zeigt den Raumladungsfaktor als Funktion des Querschnittsverhältnisses. Für große A wird der Beitrag der Raumladung zur longitudinalen Emittanz klein.

Ein Elektronenpaket mit einer normalverteilten Ladung von 1 nC und einer Länge von $\sigma_z = 1{,}5\,\mathrm{mm}$ besitzt einen Spitzenstrom von 160 A. Unter Bedingung A und einer zusätzlichen Voraussetzung, dass die Elektronenpaketbreite gleich der Elektronenpaketlänge ist (d. h. $A = 1$), ist der Anteil der Raumladung auf die longitudinale Emittanz $13{,}5\,\pi\,\mathrm{mm\,keV}/c$.

3.3 Simulationen zum longitudinalen Phasenraum

Die Bewegung der Elektronen vom Austritt aus der Kathode, durch den Hohlraumresonator bis zu den Detektoren kann numerisch berechnet werden. In dieser Arbeit wird das Programm ASTRA [25] (*A Space Charge Tracking Algorithm*) zur Simulation benutzt.

Im Programm ASTRA wird als erster Schritt eine Verteilung des Elektronenpaketes an der Kathode erzeugt. Diese Verteilung enthält die 3 Raum- und Impuls-Koordinaten der Elektronen sowie die Zeit der Emission an der Kathode. Es können verschiedene Verteilungsformen für die transversalen und longitudinalen Richtungen sowie für die Impulsverteilungen benutzt werden. Die transversale räumliche Verteilung kann durch die gemessene Verteilung an der virtuellen Kathode ersetzt werden. Die longitudinale zeitliche Verteilung wird entsprechend der Messung der longitudinalen Verteilung des Laserpulses angepasst. Entsprechend der Berechnung aus Abschnitt 3.1 wird eine intrinsische kinetische Energie von 0,55 eV benutzt. Eine thermische transversale Emittanz (vor der Beschleunigung) von $\epsilon_{th} = 0{,}64\,\pi\,\mathrm{mm\,mrad}$ [26] bei einer gleichförmig transversalen Verteilung mit dem Radius von 1,5 mm wird angesetzt. Bei Verwendung von anderen Radien wird entsprechend die thermische Emittanz skaliert. Die Berechnung der Trajektorien einer großen Anzahl von Elektronen ist sehr zeitaufwendig, darum werden *Makroelektronen* benutzt, die ein Vielfaches der Elektronenladung tragen und deren Anzahl sich als Eingabeparameter variieren lässt.

Die Beschleunigung der Elektronen durch das elektrische Feld folgt Gleichung (3.3) aus Abschnitt 3.2.1, wobei der Kosinus-Term durch eine Funktion gemäß der Abbildung 2.4 ersetzt wird. Die radialen elektrischen und magnetischen Feldkomponenten werden aus den Ableitungen der Feldverteilung auf der z-Achse berechnet. Die Verteilung des Magnetfeldes zur Fokussierung des Elektronenpaketes entspricht Abbildung 2.5. Die Feldamplituden beider Verteilungen können in der Simulation skaliert werden.

Für die Berechnung der Raumladung wird das Elektronenpaket in zylinderförmige Sektoren aufgeteilt. Die Sektoren sind Ringe in radialer und Scheiben in longitudinaler Richtung, welche in das mittlere Ruhesystem des Elektronenpaketes lorenztransformiert werden. Die konzentrischen Ringe sind so eingeteilt, dass die zylindrigen Flächen vergleichbar sind, damit die Anzahl von Makroelektronen innerhalb eines Ringes nicht zu sehr variiert. Das statische Raumladungsfeld wird berechnet durch die numerische Integration über die Sektoren, wobei eine konstante Raumladungsdichte für einen Sektor benutzt wird. Die Feldanteile der einzelnen Ringe an der mittleren Position der

einzelnen Sektoren werden in das Laborsystem transformiert. Das Feld an einem beliebigen Punkt wird mit einer kubischen Interpolation berechnet. Außerhalb des Elektronenpaketes wird eine Extrapolation angewendet, die mit dem Inversen des Radius abfällt.

Der Einfluss der Summe der Felder auf die Makroelektronen wird mit einer Integration nach dem Runge-Kutta-Verfahren [27] ausgeführt. Das Raumladungsfeld wird nicht bei jedem Zeitschritt neu berechnet, sondern die Änderung des Feldes wird durch die Änderung der Eigenschaften (Ladung, Radius, Länge, Geschwindigkeit) des Elektronenpaketes skaliert. Ist die Änderung einer Elektronenpaketeigenschaft größer als eine vom Nutzer vorgegebene Grenze, dann wird das Raumladungsfeld aktualisiert. Die Größe der Sektoren wird bei jeder Berechnung der Raumladung der jeweiligen Elektronenpaketgröße angepasst. Bei der Emission der Elektronen aus der Kathode wird das Raumladungsfeld nach einer von dem Nutzer angegebenen emittierten Anzahl von Makroelektronen neu berechnet. Das Feld der Spiegelladung des Elektronenpaketes wird im mittleren Ruhesystem des Elektronenpaketes berechnet und in das Laborsystem transformiert. Der Einfluss der Spiegelladung auf die weitere Bewegung wird ausgeschaltet, wenn der Beitrag des Feldes zwischen der Mitte und dem Ende des Elektronenpaketes kleiner als 1 ‰ ist.

An der Kathode können die Geschwindigkeiten der einzelnen Elektronen unterschiedlich sein, während die Berechnung der Raumladung im mittleren Ruhesystem erfolgt. Die Simulation kann die Geschwindigkeiten im mittleren Ruhesystem für jeden Sektor berechnen. Diese Geschwindigkeiten erzeugen zusätzliche Feldkomponenten, die in das Laborsystem transformiert werden können. Der Einfluss dieser Komponenten auf die Simulationsergebnisse wurde getestet und für vernachlässigbar befunden. Darum wird diese Option nicht benutzt.

Im Folgenden wird die Simulation benutzt, um einige Eigenschaften der Elektronenpakete aufzuzeigen. Ein Gradient von 40 MV/m wird in der Simulation benutzt. Die Hochfrequenzphase wurde so gewählt, dass das Elektronenpaket den maximal erreichbaren mittleren Impuls erhält. In Abbildung 3.9 ist der mittlere Impuls eines Elektronenpaketes mit einer Ladung von 1 nC als Funktion des Abstands zur Kathode dargestellt. Nach der Halbzelle des Hohlraumresonators wird ein mittlerer Impuls von ca. 2,2 MeV/c erreicht. An der Iris dreht sich die Polarität des elektrischen Feldes um und die Elektronen werden weiter bis zu einem mittleren Impuls von ca. 4,5 MeV/c beschleunigt. Am Ende der Beschleunigungsstrecke wirkt eine kleine negative Beschleunigung, weil das elektrische Feld des Hohlraumresonators weiter reicht, als eine Kosinusfunktion (siehe Abbildung 2.4). Damit wirkt das Feld länger auf das Elektron, so dass sich die Polarität des Feldes schon wieder geändert hat,

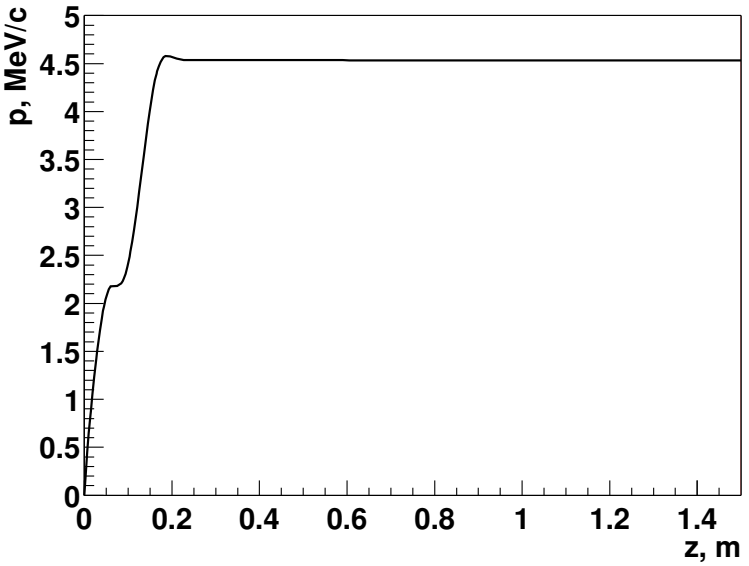


Abbildung 3.9: Mittlerer Impuls eines Elektronenpaketes mit einer Ladung von 1 nC als Funktion des Abstands zur Kathode

bevor das Elektron diesen Bereich verlässt.

Die Länge eines Elektronenpaketes σ_z wird gemessen als die statistische Standardabweichung von der Mittelposition (RMS). Diese Länge ist als Funktion des Abstands zur Kathode in Abbildung 3.10 mit und ohne Raumladung dargestellt. Longitudinal wurde die Intensität des Laserpulses normalverteilt angesetzt mit einer RMS-Länge von 0,9 mm. Mit Raumladung ist die RMS-Länge am Ende des Resonators größer als ohne Raumladung. Weiterhin verändert sich die RMS-Länge mit Raumladung nach dem Resonator, während sie ohne Raumladung konstant ist. Die Gleichung (3.17) sagt aus, dass die Länge des Elektronenpaketes verglichen zur Länge des Laserpulses bei geeigneter Wahl der Hochfrequenzphase durch die Beschleunigung ohne Raumladung verringert wird. Im hier gezeigten Fall ist die simulierte Länge des Elektronenpaketes nach dem Passieren des Hohlraumresonators 0,69 mm. Nach Gleichung (3.17) ergibt sich 0,70 mm. Der Unterschied ergibt sich durch einen Unterschied in der Wahl der Hochfrequenzphase ϕ_0 für den höchsten mittleren Elektronenimpuls, die im numerischen Fall besser bestimmt ist. Die Hochfrequenzphase mit höchstem Impuls bei der Simulation ist 37^o, während die Hochfrequenzphase mit höchstem Impuls bei der analytischen Lösung 57^o ist. Der Unterschied dieser Phasen ergibt sich durch

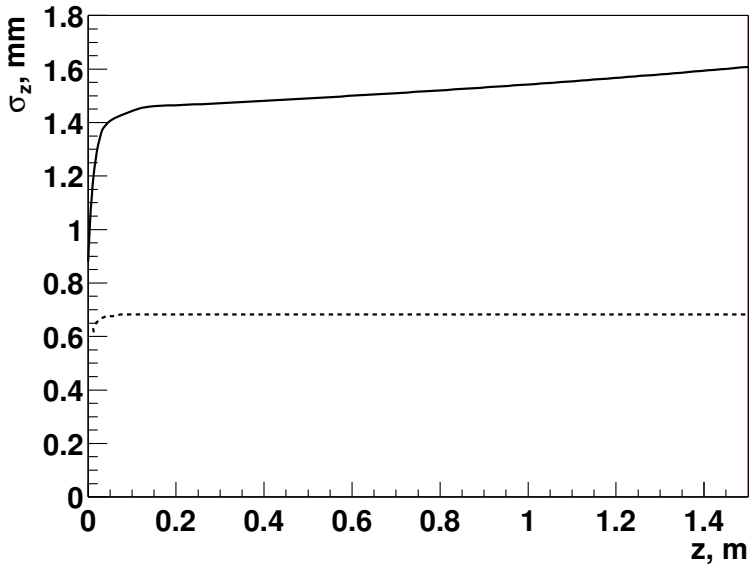


Abbildung 3.10: Länge eines Elektronenpaketes σ_z mit einer Ladung von 1 nC als Funktion des Abstands zur Kathode mit Raumladung (durchgezogene Linie) und ohne Raumladung (gestrichelte Linie)

die Näherungen in Abschnitt 3.2.1 und durch unterschiedliche Formen des beschleunigenden Feldes, denn bei der numerischen Lösung wird ein von der Kosinus-Form abweichender Feldverlauf benutzt (vgl. Abbildung 2.4).

Die Impulsbreite eines Elektronenpaketes σ_p mit einer Ladung von 1 nC als Funktion des Abstands zur Kathode ist in Abbildung 3.11 mit und ohne Raumladung dargestellt. Während des Beschleunigungsprozesses variiert die Impulsbreite, weil die Steigung im longitudinalen Phasenraum verändert wird. Nach der Beschleunigungsstrecke steigt die Impulsbreite als Funktion des Abstands zur Kathode durch die Raumladungskraft an, während sie ohne Raumladung wesentlich geringer ist und konstant bleibt. Demnach vergrößert die Raumladung im Elektronenpaket die Impulsbreite auch in der Driftstrecke. Bei höheren Impulsen oder größeren Elektronenpaketen ist die Raumladungskraft geringer. Darum ist dort die Vergrößerung der longitudinalen Emittanz kleiner. Somit wird die Größe des 6-dimensionalen normierten Phasenraumes (longitudinaler und normierter transversaler Phasenraum) hauptsächlich im Bereich der Elektronenquelle (Photoinjektor) beeinflusst.

Ein Beispiel des longitudinalen Phasenraumes ist in Abbildung 3.12 in einem Abstand von 1,5 m zur Kathode gezeigt. Der Laserpuls ist in diesem

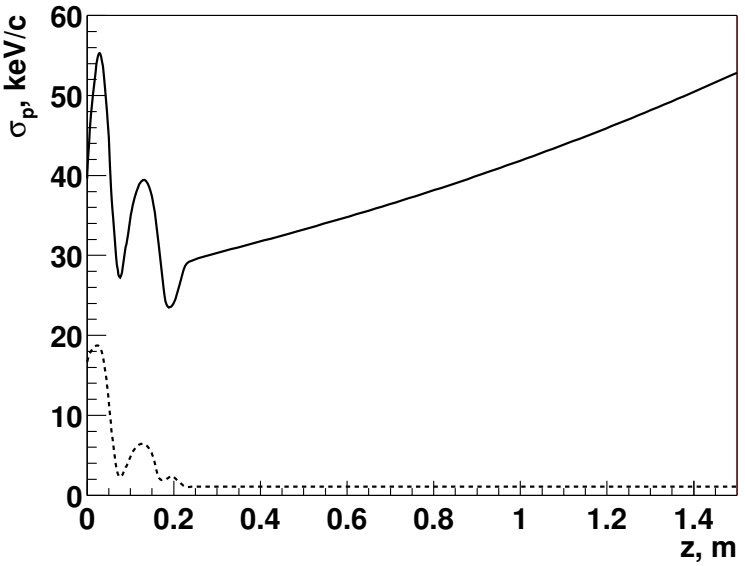


Abbildung 3.11: Impulsbreite eines Elektronenpaketes σ_p von 1 nC als Funktion des Abstands zur Kathode mit Raumladung (durchgezogene Linie) und ohne Raumladung (gestrichelte Linie)

Beispiel zeitlich normalverteilt ($\sigma_z = 0,9\,\mathrm{mm}$). Im zentralen Teil des Elektronenpaketes besteht ungefähr ein linearer Zusammenhang zwischen Impuls und longitudinaler Position. Am Anfang und am Ende des Elektronenpaketes ist eine Nichtlinearität durch die Raumladung zu erkennen, entsprechend den Vorüberlegungen mit einer normalverteilten Raumladung (vgl. Abbildung 3.7).

Ein zweites Beispiel des longitudinalen Phasenraumes ist in Abbildung 3.13 gezeigt. In diesem Fall besitzt der Laserpuls eine zeitliche *Flat-Top*-Verteilung (Länge bei halber Intensität ist 7,2 mm, mit 2,1 mm Anstiegs- und Abstiegsflanke). Verglichen zu Abbildung 3.12 hat sich die Verteilung im zentralen Teil des Paketes nicht verändert. An den Enden sind in Abbildung 3.13 auch Nichtlinearitäten zu erkennen. Diese Nichtlinearitäten haben verglichen zu Abbildung 3.12 eine andere Form, weil eine andere Raumladungskraft wirkt (vgl. Abbildung 3.7).

Elektronenpakete mit höherer Raumladung erhalten stärkere Nichtlinearitäten an den Enden der Verteilung im longitudinalen Phasenraum. Die Steigung im longitudinalen Phasenraum ist von der Hochfrequenzphase abhängig. Eine bestimmte Anordnung von nachfolgenden Dipolmagneten (Bunchkom-

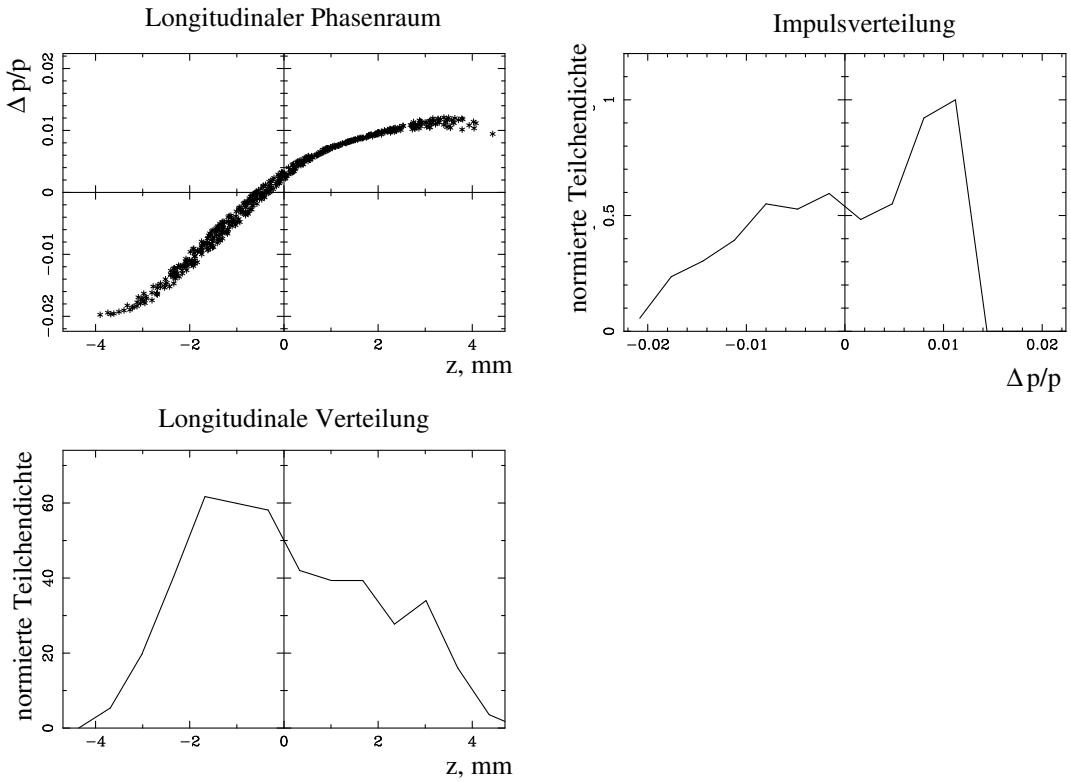


Abbildung 3.12: Longitudinaler Phasenraum und Projektionen, die Impulsverteilung und die longitudinale Elektronenpaket-Verteilung, mit einer Gesamtladung von 1 nC in einem Abstand von 1,5 m zur Kathode. Der Laserpuls ist in diesem Beispiel zeitlich normalverteilt.

pressor) kann die Steigung im longitudinalen Phasenraum so verändern, dass ein kürzeres Elektronenpaket entsteht. Die Fläche im longitudinalen Phasenraum bleibt bei diesem Prozess konstant.

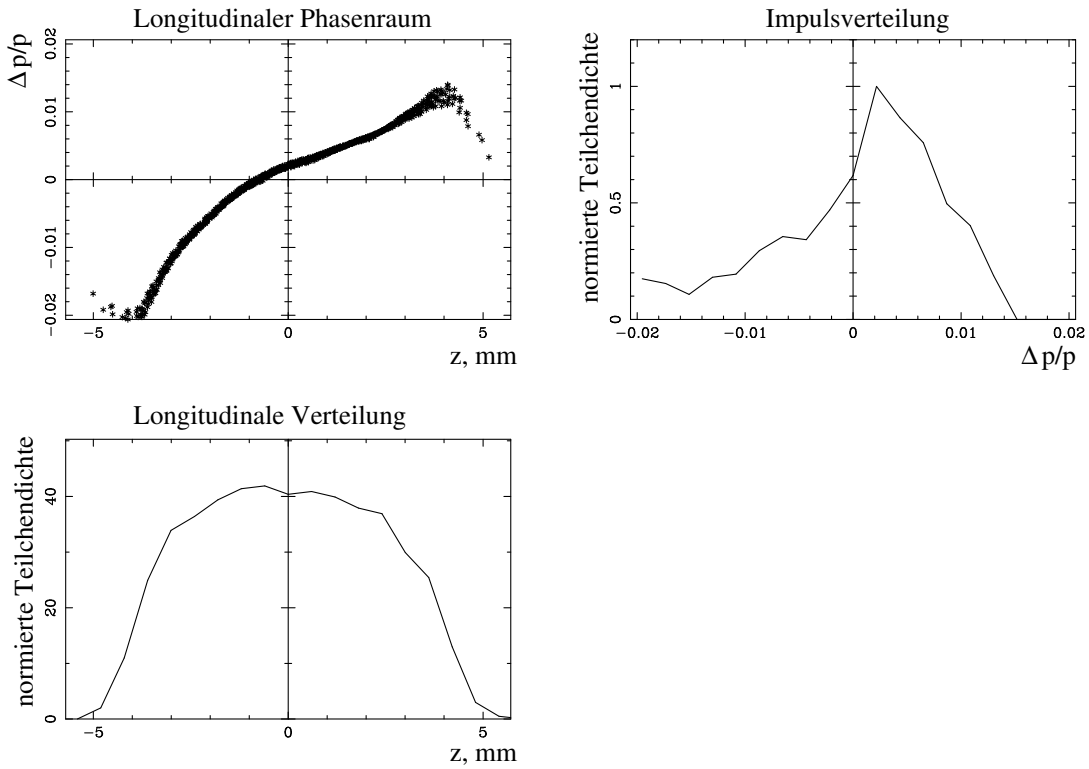


Abbildung 3.13: Longitudinaler Phasenraum und Projektionen, die Impulsverteilung und die longitudinale Elektronenpaket-Verteilung, mit einer Gesamtladung von 1 nC in einem Abstand von 1,5 m zur Kathode. Der Laserpuls besitzt in diesem Beispiel eine zeitliche *Flat-Top*-Form.

Kapitel 4

Messung der Impulsverteilung des Elektronenpaketes

Die transversale und longitudinale Verteilung der Laserpulse besitzen bedeutenden Einfluss auf das Verhalten der Elektronenpakete vom Injektor. Darum wird am Anfang dieses Kapitels die Messung der transversalen und longitudinalen Verteilung der Laserpulse gezeigt.

Die Impulse der Elektronen werden durch Anwendung eines Dipolfeldes und eines Szintillationsschirmes gemessen. Die Eigenschaften des Szintillationsschirmes und des Dipolfeldes werden beschrieben und die sich daraus ergebenden Unsicherheiten für die Impulsmessung gezeigt. Danach folgen Messungen der Impulsverteilung der Elektronenpakete unter verschiedenen Betriebsbedingungen und Vergleiche mit Simulationen.

4.1 Verteilungen der Laserpulse

Nach der Emission besitzen die Photoelektronen an der Kathode noch kleine kinetische Energien, d. h. der Einfluss der Raumladungskraft auf die Elektronen ist groß (vgl. Gleichung (3.26)). Auch ist die Form der Elektronenpaket-Verteilung bestimmend für den Einfluss der Raumladungskraft auf den longitudinalen Phasenraum (vgl. Abbildung 3.7). Die Verteilung der Laserpulse in transversaler und longitudinaler Richtung bestimmt die Verteilung der Elektronenpakete an der Kathode, weil die Reaktionszeit für die Emission der Photoelektronen an der Kathode verglichen mit der Laserpulsdauer klein ist (vergleiche Ergebnisse aus Abschnitt 3.1). Deshalb ist die Verteilung der Laserpulse von entscheidender Bedeutung für die Eigenschaften der Elektronenpakete.

4.1.1 Transversale Verteilung

Die transversale Verteilung der Laserpulse wird mit der virtuellen Kathode gemessen (siehe Abschnitt 2.8.1). Die Pixel der CCD-Kamera der virtuellen Kathode werden direkt mit dem ultravioletten Anteil der Laserpulse beleuchtet. Die Auflösung dieser Messung wird durch die Pixelbreite von 8,3 μm bestimmt. Ein transversales Profil ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Die trans-

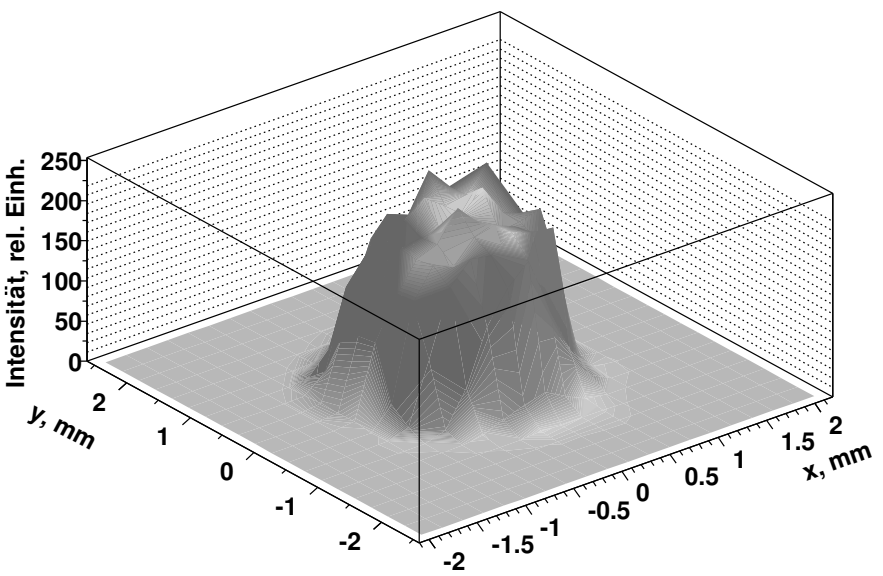


Abbildung 4.1: Beispiel der transversalen Laserpulsverteilung

versale Breite der Verteilung wird mit der Standardabweichung (RMS-Wert) angegeben. Eine andere Art der Angabe einer Ausdehnung des Laserpulses ist die volle Breite bei halber Intensität (FWHM). Die Breiten der Messung in Abbildung 4.1 sind $x_{\mathrm{RMS}} = 0,46\,\mathrm{mm}$ und $y_{\mathrm{RMS}} = 0,53\,\mathrm{mm}$. Diese Breiten können mit unterschiedlichen Lochblenden im optischen Transportsystem zwischen Laser und Kathode verändert werden. Weiterhin ist die transversale Verteilung bei maximaler Intensität nicht homogen. Die in Abbildung 4.1 gezeigte Verteilung ist nach Justierung des optischen Transportsystems des Lasers gemessen worden. Andere Messungen zeigen eine wesentlich inhomogenere transversale Verteilung, weil die transversale Intensität durch Interferenzen in dem optischen Transportsystem beeinflusst wird. Für die jeweiligen Messungen der Eigenschaften der Elektronenpakete (longitudinale

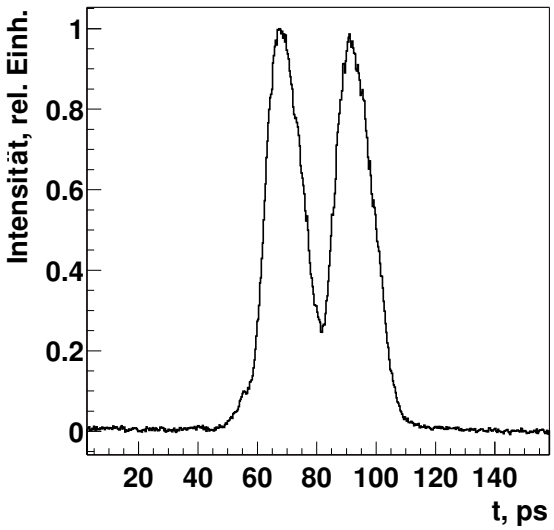


Abbildung 4.2: Unverzögerter (links) und verzögerter (rechts) Laserpuls durch eine Quarzplatte

und Impulsverteilungen) wurden entsprechende transversale Verteilungen der Photonenpakete mit der virtuellen Kathode aufgenommen und als Verteilung der Elektronenpakete an der Kathode bei den Simulationen benutzt.

4.1.2 Longitudinale Verteilung

Die longitudinale Verteilung des Laserpulses wird mit der Streak-Kamera gemessen (siehe Abschnitt 2.8.2). Das im Streakrohr angewendete Hochfrequenzfeld wird vom Muttergenerator von PITZ generiert. Die Amplitude des Streak-Feldes wird jedoch durch die Streak-Kamera erzeugt. Darum muss der verwendete Zeitbereich der Ablenkung der Streak-Kamera kalibriert werden. Für alle Messungen sind die zwei kleinsten Zeitbereiche der Streak-Kamera angewendet worden. Die Kalibrierung des kleinsten Zeitbereiches erfolgte mit einer Quarzplatte. Dabei wurde eine Hälfte des Photonenpaketes vom Laser vor dem Schlitz der Streak-Kamera durch die Platte mit einer Dicke von 12,5 mm geleitet, die andere Hälfte nicht. Es ergab sich ein Zeitunterschied des Photonenpaketes durch die verschiedenen Geschwindigkeiten des Lichtes mit und ohne Platte von $\Delta t_{mess} = (23,62 \pm 0,35_{stat.})$ ps. Abbildung 4.2 zeigt ein Beispiel des verzögerten und unverzögerten Laserpulses. Der Brechungsindex der Quarzplatte bei einer Wellenlänge von 262 nm ist

1,502 [28], die theoretische Verzögerung sollte 20,92 ps sein. Somit wurde die Voreinstellung des entsprechenden Zeitbereiches mit einem Faktor von $0{,}886 \pm 0{,}013$ kalibriert. Der zweite Zeitbereich der Streak-Kamera wurde durch einen Vergleich mit dem ersten Zeitbereich kalibriert. Für diesen Vergleich sind Photonenpakete verwendet worden, die mit dem Cherenkov-Effekt erzeugt wurden. Um eine bessere Genauigkeit zu erzielen ist die Länge von $\mathrm{FWHM} = (39,6 \pm 1,6_{stat.})$ ps benutzt worden. Der entsprechende Kalibrationsfaktor zum voreingestellten zweiten Zeitbereich ergab sich zu $0{,}838 \pm 0{,}046$.

Die Messungen zum longitudinalen Phasenraum wurden mit zwei unterschiedlichen longitudinalen Verteilungen des Laserpulses durchgeführt (Normalverteilung und *Flat-Top*-Verteilung). Ein Beispiel einer Messung mit normalverteilter longitudinaler Laserpulsform mit der Streak-Kamera ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Die gemessene Verteilung ergibt $\sigma = (3,0 \pm 0,3_{stat.})$ ps,

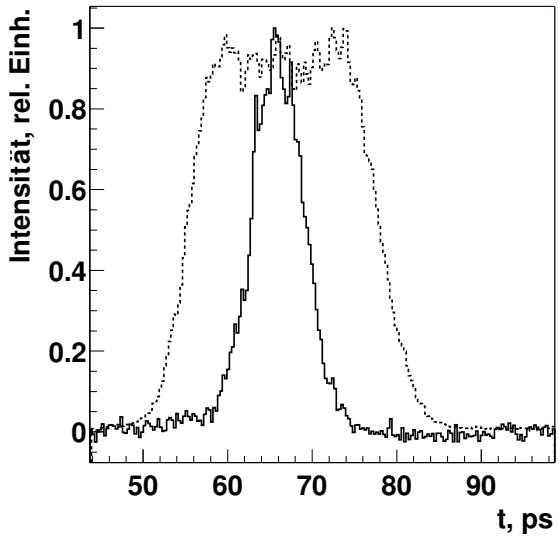


Abbildung 4.3: Normalverteilte- (durchgezogene Linie) und *Flat-Top*-Form (gestrichelte Linie) des longitudinalen Laserpulses

wobei der systematische Beitrag zur Unsicherheit wesentlich grösser als der statistische ist (vgl. Abschnit 2.8.2). Die Verteilung zeigt kleine Abweichungen von einer Normalverteilung. Eine vergleichende Messung durch Autokorrelation ergibt eine wesentlich kleinere Modulation. Das lässt darauf schliessen, dass sich die Abweichungen der Verteilung des Laserpulses von der Normalverteilung durch das Rauschen der Streak-Kamera Messung ergeben.

Nach der Integration des Pulsformers in das Lasersystems wurde longitu-

dinal eine *Flat-Top*-Verteilung erzielt. In Abbildung 4.3 ist auch ein Beispiel dafür gezeigt. Die Messung der *Flat-Top*-Verteilung wurde mit dem grünen Anteil des Laserlichtes durchgeführt, weil in dem Zeitraum eine Eingangsoptik der Streak-Kamera benutzt wurde, die kein ultraviolettes Licht transmittierte. Bei der Konversion des grünen Lichtes zu ultraviolettem Licht wird eine quadratische Änderung der Intensität erwartet. Dies bedeutet, dass die Anstiegs- und Abstiegsflanken des ultravioletten Anteils mit dem Faktor $1/\sqrt{2}$ steiler sind. Die Modulationen in dem Bereich der höchsten Intensität wird entsprechend quadratisch größer. Die gemessene FWHM ist $(23 \pm 1_{stat.})$ ps mit einer Anstiegs- und Abstiegsflankenzeit von $(7 \pm 1_{stat.})$ ps. Die gemessene Modulation besitzt eine relative Größe von 6 %.

Die Messung der longitudinalen Verteilung der Laserpulse erfolgte in einem separaten Raum, wobei ein zusätzliches optisches Transportsystem das Laserlicht zur Streak-Kamera leitete. Es wurde überprüft, ob die longitudinale Form der Laserpulse zwischen dem Ausgang des Lasers, der gewöhnlichen Messposition und unmittelbar vor dem Eintritt in das Vakuum des Injektors erhalten bleibt. Dazu wurde die Streak-Kamera an diesen Orten plaziert und vergleichende Messungen durchgeführt. Die longitudinale Form an den drei Positionen ist gleich. Es wurden auch keine Reflexionen beobachtet, die an den Übergängen der optischen Elemente stattfinden könnten. Somit ist die longitudinale Verteilung der Laserpulse bis zur Position unmittelbar vor dem Eintritt in das Vakuum des Injektors untersucht und dient als Eingangsparameter für die Simulation.

4.2 Schirm beschichtet mit YAG-Pulver

Nach der Erzeugung und Beschleunigung der Elektronenpakete werden sie in den dispersiven Arm durch das Magnetfeld des Dipols abgelenkt und treffen einen Szintillationsschirm. Dort wird entsprechend der lokalen Intensität des Elektronenpaketes Licht erzeugt. Das verwendete Material ist YAG:Tb (siehe Abschnitt 2.8.1). Mit der Korngröße von kleiner als 5 μm ist der Beitrag des Schirmes zur Auflösung der Messung der transversalen Verteilung bestimmt. Im Gegensatz hierzu wurden bei anderen Experimenten Kristalle als Szintillator eingesetzt. Hierbei wurde festgestellt, dass das emittierte Licht ab einer bestimmten Ladungsdichte des Elektronenpaketes sättigt [29]. Damit die gemessene Impulsverteilung des Elektronenpaketes bei PITZ der wahren Impulsverteilung entspricht, muss die Intensität des Szintillationslichtes eine lineare Funktion der Ladungsdichte des Elektronenpaketes sein. In diesem Abschnitt wird eine Messung beschrieben, bei der diese lineare Abhängigkeit überprüft wurde.

Die transversale Verteilung der Lichtintensität ausgehend von der Ladungsintensität des Elektronenpaketes von einem YAG-Schirm wurde mit der von optischer Übergangsstrahlung (*optical transition radiation*: OTR) an einer Aluminiumfolie verglichen. Bei Elektronenimpulsen von $5\,\mathrm{MeV}/c$ liegt bei Nutzung des OTR-Schirmes ein großer Öffnungswinkel des emittierenden Lichtes vor. Deshalb ist die Lichtintensität an der CCD-Kamera gering. Aus diesem Grund wurde die vergleichende Messung des Lichtes vom YAG- und OTR-Schirm bei Elektronenimpulsen um $16\,\mathrm{MeV}/c$ an TTF durchgeführt. Bei diesen Impulsen ist der Öffnungswinkel des Lichtes vom OTR-Schirm ca. um den Faktor 3 kleiner.

Um zu vermeiden, dass die CCD-Kamera in ihrem Sättigungsbereich arbeitet, werden bei Messungen mit dem YAG-Schirm definierte Lichtabschwächer eingesetzt. So konnte die transversale Verteilung einzelner Elektronenpakete gemessen werden. Im Gegensatz dazu werden bei Nutzung des OTR-Schirmes die Signale einiger Pulse innerhalb eines Pulszuges in der CCD-Kamera addiert, um genügend Intensität zu erreichen. In Abbildung 4.4 sind die Projektionen der transversalen Lichtintensitäten Ip in beiden transversalen Richtungen von dem OTR-Schirm für 2 und 4 Elektronenpakete pro Pulszug dargestellt. Die Intensität mit 4 Elektronenpaketen ist durch den Faktor 2 dividiert worden. Die sich ergebenen Intensitäten in Abbildung 4.4 zeigen für beide Fälle ähnliche Verteilungen. Darum konnten mehr als ein Elektronenpaket für die Messung mit dem OTR-Schirm verwendet werden, meist waren es 4 Elektronenpakete.

Die Abstände der YAG-Schicht und der Aluminiumfolie des OTR-Schirmes zur Photokatode von TTF sind unterschiedlich und beide Flächennormale sind um $45^{\,o}$ zur Elektronenpaketrichtung geneigt (siehe Abbildung 4.5). Darum ergibt sich ein Abbild des Elektronenpaketes an der Kamera, welches zu einer scheinbaren unterschiedlichen horizontalen Position führt. Die Projektionen der Lichtintensitäten ergeben eine Verschiebung von $(1{,}182 \pm 0{,}017)\,\mathrm{mm}$. Diese Größe wurde angewendet, um die transversalen Verteilungen vom YAG-Schirm zu verschieben. In Abbildung 4.6 sind zwei transversale Verteilungen von beiden Radiatoren dargestellt, wobei die Werte der Intensität in Form von Farbbalken gekennzeichnet sind. Die große negative Intensität bei der Messung mit dem OTR-Schirm ergibt sich nach dem Untergrundabzug wegen des schlechteren Verhältnisses zwischen Signal und Untergrund verglichen zum YAG-Schirm. Diese Abbildung zeigt die transversalen Verteilungen bei der höchsten gemessenen Elektronenpaketladung $Q = 5{,}1\,\mathrm{nC}$ mit einer Unsicherheit von $0{,}2\,\mathrm{nC}$. Der Fehler resultiert aus Fluktuationen der Ladung einzelner Elektronenpakete. Die transversalen Verteilungen in Abbildung 4.6 sind zu ihrer integrierten Intensität normiert und multipliziert mit der gemessenen Ladung. Dies ergibt die Ladung pro Fläche

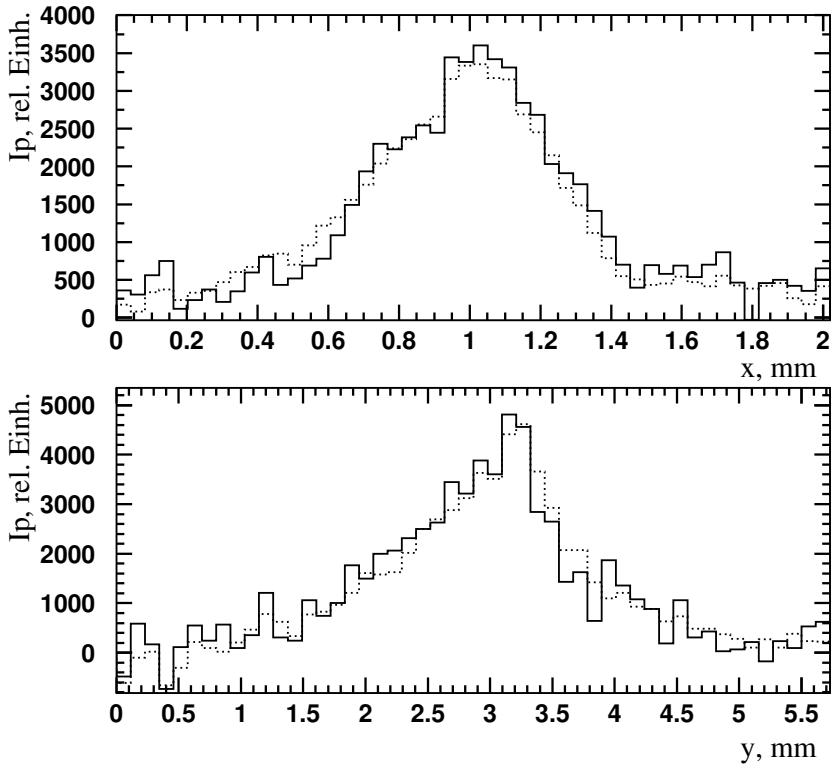


Abbildung 4.4: Projektion der transversalen Lichtintensität in beiden transversalen Richtungen (x und y) von dem OTR-Schirm für 2 Elektronenpakete pro Pulszug (durchgezogene Linie) und für 4 Elektronenpakete pro Pulszug (gepunktete Linie)

I (2-dimensionale Ladungsdichte)[1].

Um Sättigung der Intensität der Photonen zu untersuchen, sind die Querschnitte der transversalen Verteilungen in x-Richtung bei höchster Ladungsdichte für unterschiedliche Gesamtladungen der Elektronenpakete betrachtet worden. In Abbildung 4.7 sind die Querschnitte bei unterschiedlichen Gesamtladungen, gemessen mit beiden Schirmen, dargestellt. Der größte Beitrag zu den Fehlern in Abbildung 4.7 ist die Unsicherheit der Ladungsmessung.

Bei einer Ladung von 1 nC ist der Unterschied der höchsten Ladungsdichte zwischen YAG und OTR von der Größe der Fehler. Die Messungen mit höherer Gesamtladung ergeben, dass die höchsten Ladungsdichten beim YAG-Schirm kleiner sind, die Unterschiede liegen bei einem Faktor von 2 bis 3 der Fehlerbalkenlänge.

[1]Die Messung und Analyse ist im Detail in [30, 31] beschrieben.

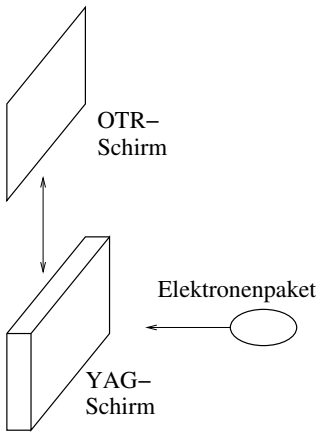


Abbildung 4.5: Aufbau der Messung zum Vergleich von YAG- und OTR-Schirm bei TTF. Beide Schirme können abwechselnd in den Strahlengang gefahren werden.

In Tabelle 4.1 sind die Standardabweichungen (RMS) der Querschnitte aufgelistet. Hierbei wurde ein Schnitt angewendet, um den Einfluss der Ausläufer in Abbildung 4.7 zu vernachlässigen. Daten mit weniger als 20 % der maximalen Ladungsdichte wurden nicht berücksichtigt, die verbliebenen Daten bilden den RMS 80 %-Wert. Die unkorrigierten Differenzen in den

Q, nC	$\mathrm{RMS}_{\mathrm{OTR}}, \mu$m	$\mathrm{RMS}_{\mathrm{YAG}}, \mu$m	$\mathrm{RMS}_{\mathrm{OTR}} - \mathrm{RMS}_{\mathrm{YAG}}, \mu$m	
			unkorrigiert	korrigiert
1,0	139,4	146,9	-7,4	-0,8
2,6	191,5	216,9	-25,3	-16,6
3,6	173,6	186,2	-12,6	-4,8
5,1	159,3	169,1	-9,9	-3,2

Tabelle 4.1: RMS 80 % der Elektronenpaketquerschnitte für unterschiedliche Ladungen und Radiatoren und deren Differenzen (die korrigierten Werte entsprechen einer Verringerung der Intensitäten vom OTR-Schirm von $I_{\mathrm{OTR}}^{0,89}$)

RMS 80 %-Werten in Tabelle 4.1 sind von derselben Größenordnung wie die statistischen Schwankungen, aber ein Trend zu breiteren Verteilungen vom YAG-Schirm ist zu erkennen. Darum sind die Ladungsdichten vom YAG-Schirm kleiner. Dies lässt eine schwache Sättigung vermuten.

In Abbildung 4.8 ist die maximale Intensität vom YAG-Schirm als Funktion der maximalen Ladungsdichte vom OTR-Schirm aufgetragen. Zusätzlich

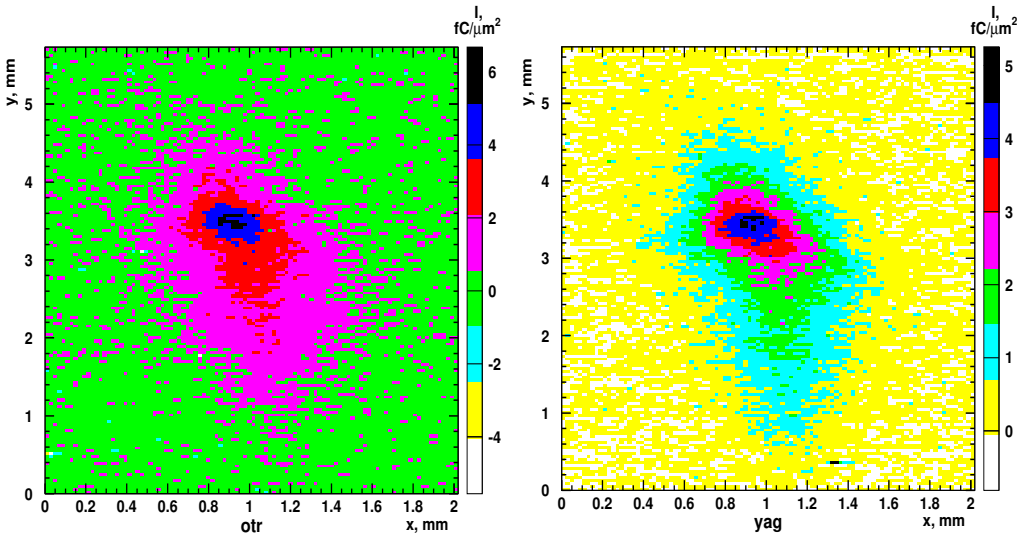


Abbildung 4.6: Transversale Verteilung des Elektronenpaketes mit einer Ladung von 5,1 nC vom OTR-Schirm (links) und vom YAG-Schirm (rechts)

ist eine Funktion entsprechend

$$I_{\max(\mathrm{YAG})} = k \cdot I^{s}_{\max(\mathrm{OTR})} \tag{4.1}$$

an die Daten angepasst worden und in der Abbildung 4.8 dargestellt (die Parameter k und s sind Fit-Parameter). Ist der Parameter $s < 1$, dann liegt eine Sättigung vor. Nach der Anpassung ergab sich $s = 0,89$, dies bedeutet eine schwache Sättigung. Die Analyse beinhaltet auch mögliche Nichtlinearitäten des gesamten Messsystems. Der Parameter $s = 0,89$ wurde genutzt, um die OTR-Intensitäten entsprechend zu verringern. Dies ergibt kleinere RMS-Differenzen, die in Tabelle 4.1 mit *korrigiert* gekennzeichnet sind. Die Verringerung der RMS-Differenzen bedeutet, dass ein wesentlicher Beitrag der RMS-Differenzen von einer geringen Sättigung vom YAG-Schirm verursacht wird. Aber diese Sättigung ist bis zu der maximalen Ladungsdichte von $5\,\mathrm{fC}/\mu\mathrm{m}^2$ nur schwach.

In [29] wird berichtet, dass in einem YAG:Ce-Kristall Sättigung ab einer Ladungsdichte von $20\,\mathrm{fC}/\mu\mathrm{m}^2$ stattfindet. Im obigem Experiment wurde diese Ladungsdichte nicht erreicht. Bei dem vorliegenden Experiment hatte ein Quadrupolmagnet einen zu kurzen Abstand zu den Schirmen, um das Elektronenpaket stärker zu fokussieren.

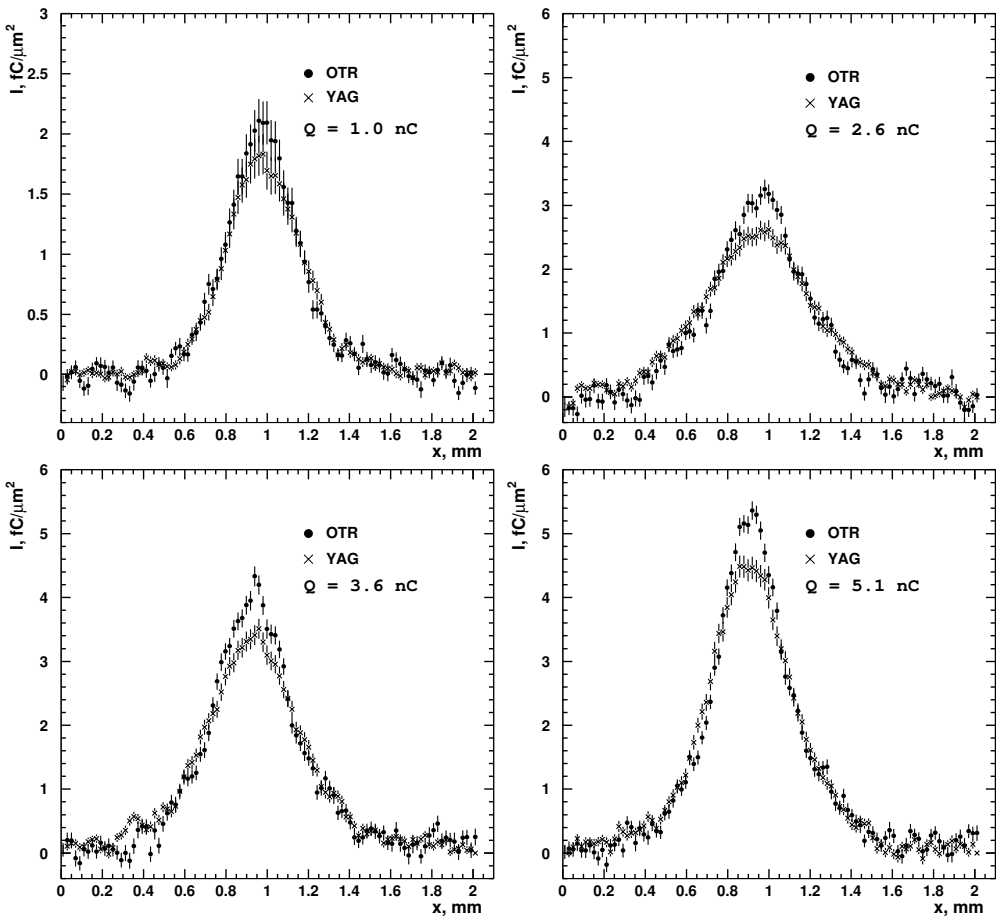


Abbildung 4.7: Querschnitt der transversalen Verteilung bei höchster Ladungsdichte für unterschiedliche Gesamtladungen der Elektronenpakete, gemessen mit beiden Radiatoren

4.3 Spektrometerdipolmagnet

Der elektrische Strom in den Wicklungen des Dipols stellt das Magnetfeld zur Ablenkung der Elektronen bereit. Die Magnetfeldstärke zwischen den Polschuhen und die Randfelder sind bei konstanter Stromstärke vermessen worden. Weiterhin wurde die Magnetfeldstärke B zwischen den Polschuhen als Funktion der Stromstärke gemessen. In Abbildung 4.9 ist sie als Funktion der ansteigenden Stromstärke I dargestellt. Eine abfallende Stromstärke erzeugt einen geringfügig abweichenden Verlauf von der in Abbildung 4.9

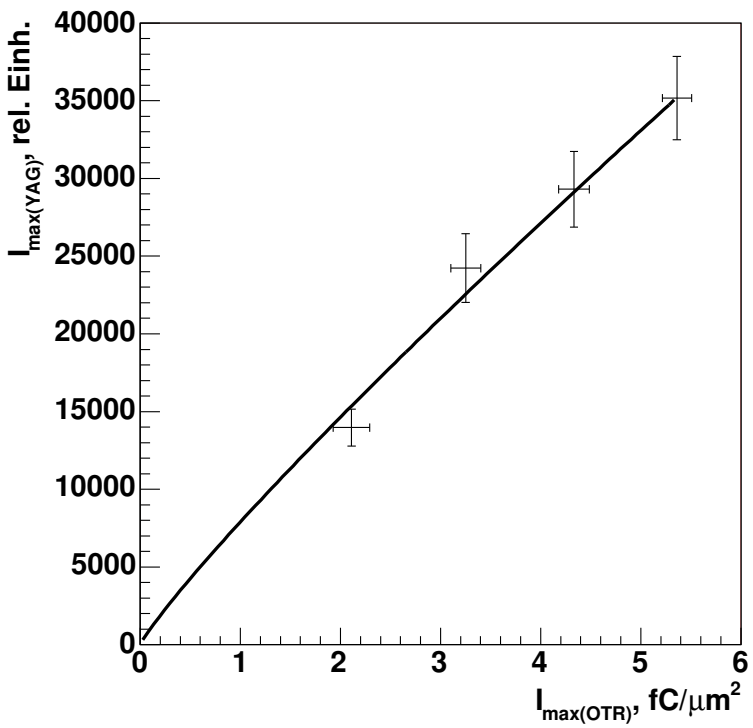


Abbildung 4.8: Maximale Intensität vom YAG-Schirm als Funktion der maximalen Ladungsdichte vom OTR-Schirm mit einer angepassten Funktion

eingezeichneten Linie. Es entsteht eine Hysteresekurve[2]. Die empirische Gleichung [32]

$$B_{dipol}(I_{dipol}) = \frac{a_j \cdot (I_{dipol} - b_j)}{1 + e^{-c_j/\left(I_{dipol} - b_j\right)^2}}. \tag{4.2}$$

wurde zur Anpassung an die Daten in Abbildung 4.9 benutzt, mit a_j, b_j und c_j den Fit-Parametern, wobei $j = i$ für ansteigende Stromstärken und $j = d$ für abfallende Stromstärken steht. Nach der Anpassung ergaben sich die Parameter zu:

$a_i = (62,39 \pm 0,25)\,\mathrm{mT/A}$, $\quad a_d = (62,47 \pm 0,29)\,\mathrm{mT/A}$,
$b_i = (22,6 \pm 5,4)\,\mathrm{mA}$, $\quad b_d = (-21,8 \pm 6,2)\,\mathrm{mA}$,
$c_i = (13,62 \pm 0,60)\,\mathrm{A}^2$, $\quad c_d = (13,20 \pm 0,81)\,\mathrm{A}^2$.

[2]Für eine abfallende Stromstärke sind die Daten nicht aufgetragen, weil die Unterschiede zwischen den Daten zu klein sind, um in Abbildung 4.9 erkannt zu werden.

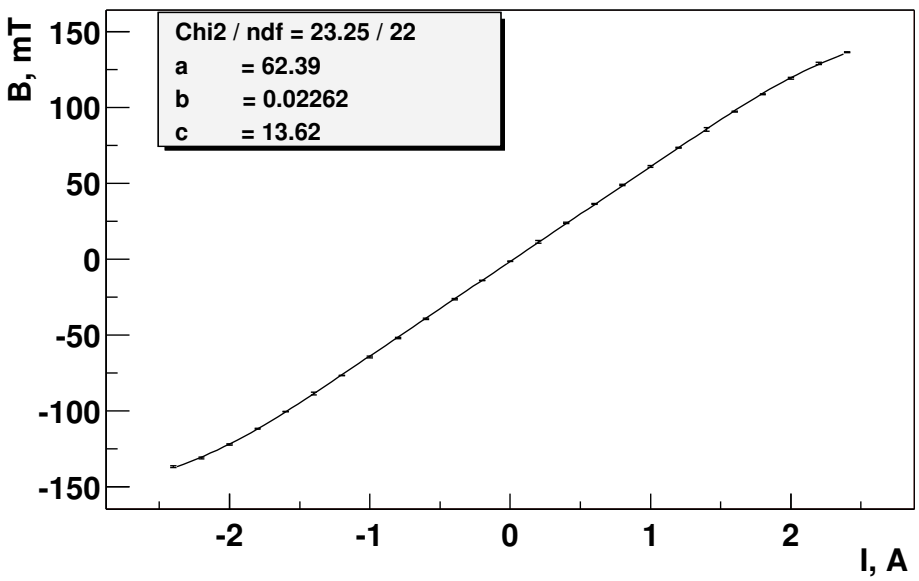


Abbildung 4.9: Magnetfeldstärke zwischen den Polschuhen als Funktion der ansteigenden Stromstärke des Dipols mit der angepassten Gleichung (4.2)

Die Magnetwicklung ist so ausgelegt, dass bei negativen Stromstärken die Elektronen in den dispersiven Arm abgelenkt werden. Um eine eindeutige Zuordnung zwischen Magnetfeldstärke und Stromstärke zu erreichen, wird die Stromstärke immer vom kleinsten Wert von -2,4 A ausgehend bis zu dem angestrebten Wert eingestellt.

Ein infinitesimaler Ablenkwinkel α_j eines bewegten Elektrons innerhalb eines Magnetfeldes kann mit [32]

$$\alpha_j = \frac{1}{r} \cdot \Delta l_j = \frac{e}{p} \cdot B_j \cdot \Delta l_j, \tag{4.3}$$

ausgedrückt werden. Hierbei ist r der Krümmungsradius, p der Betrag des Elektronenimpules, B_j die Magnetfeldstärke zwischen der infinitesimalen Wegstrecke Δl_j. Nach n Schritten ergibt sich die Position des Elektrons im PITZ-Koordinatensystem zu [32]

$$y_n = \sum_{i=1}^{n} \left[\Delta l_i \cdot \sin \left(\sum_{j=1}^{i} \alpha_j \right) \right], \tag{4.4}$$

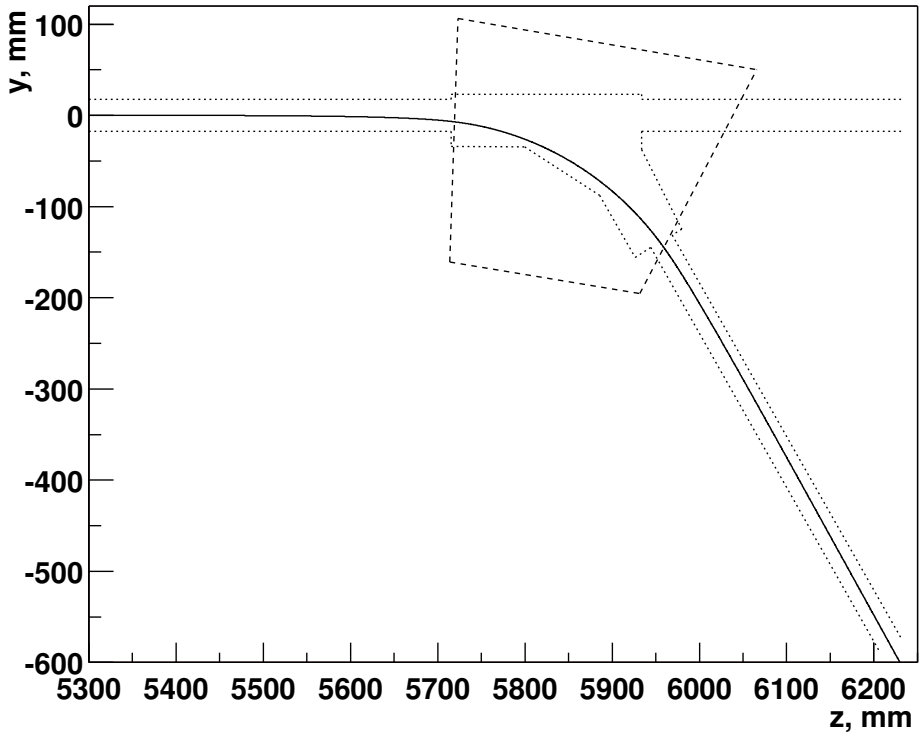


Abbildung 4.10: Bahnkurve eines Elektrons durch das Magnetfeld des Dipols. Die geometrischen Umrisse eines Polschuhes (gestrichelte Linien) und des Strahlrohrs (gepunktete Linien) sind auch eingezeichnet.

$$z_n = \sum_{i=1}^{n} \left[\Delta l_i \cdot \cos\left(\sum_{j=1}^{i} \alpha_j \right) \right] . \tag{4.5}$$

Die Summendarstellung kann direkt auf die gemessenen Feldwerte angewandt werden und ist deshalb hier einer Integraldarstellung vorzuziehen. Bei Anwendung des gemessenen Feldes zwischen den Polschuhen und der Randfelder kann die Bahnkurve des Elektrons berechnet werden. In Abbildung 4.10 ist die Bahnkurve im PITZ-Koordinatensystem mit den Umrissen eines Polschuhes und des Strahlrohres dargestellt. Das Elektron erreicht die Polschuhe schon mit einer negativen y-Position, weil das Randfeld die Bahn des Elektrons bereits vor dem Dipol krümmt. Im dispersiven Arm ist die Bahn des Elektrons aus demselben Grund gekrümmt. Das Ergebnis ist ein Gesamtablenkwinkel α von $60\,^o$. Das Rohr muss einen Winkel von $59.36\,^o$ zwischen

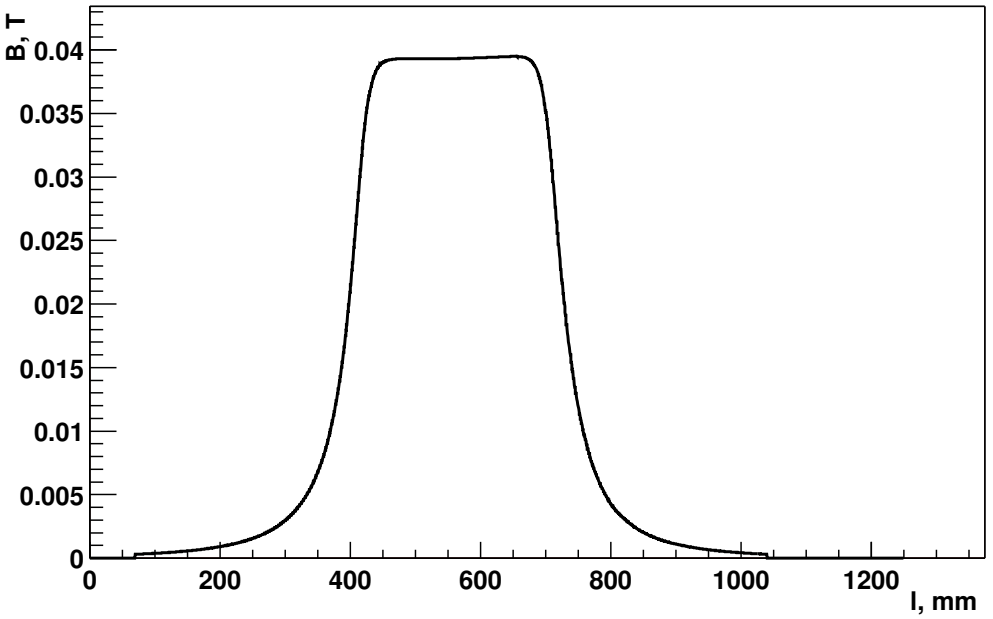


Abbildung 4.11: Magnetische Feldstärke entlang der Bahnkurve des Elektrons

z-Achse und Rohrkante besitzen. Dann trifft das Elektron den YAG-Schirm, der einen Abstand von der letzten Polschuhkante von $l_{20} = 507,6\,\text{mm}$ besitzt, in der zentralen Position. Anhand dieser Berechnungen wurde die Position der Polschuhe und der Winkel zwischen dem dispersiven Arm und der Bahnrichtung des Elektrons vor dem Dipol festgelegt. Weicht der Impuls des Elektrons um 2 % ab, so werden die Kanten des Rohrs an der Position des YAG-Schirmes getroffen.

In Abbildung 4.11 ist die magnetische Feldstärke entlang der Bahnkurve des Elektrons dargestellt. Der Abstand der Polschuhe ist 52 mm, außer im unteren Teil der Polschuhe, wo der Abstand 50 mm ist. Darum ist die magnetische Feldstärke im letzten Teil zwischen den Polschuhen entlang der Bahnkurve des Elektrons etwas höher.

Der gesamte Ablenkwinkel α wird ausgedrückt mit

$$\alpha = \int_0^\infty \frac{1}{r}\, dl = \frac{e}{p_0} \int_0^\infty B(l) \cdot dl. \tag{4.6}$$

Das Integral in Gleichung (4.6) kann mit dem gemessenen Magnetfeld entlang der Bahnkurve aus Abbildung 4.11 gelöst werden. Das Ergebnis ist

$$\alpha = \frac{e}{p_0}\, B_{dipol}(I_{dipol}) \cdot l_{eff}, \tag{4.7}$$

mit l_{eff} der effektiven Länge der Bahnkurve des Elektrons im Magnetfeld des Dipols und der Magnetfeldstärke $B_{dipol}(I_{dipol})$ an der gemessenen Position zwischen den Polschuhen nach Gleichung (4.2). Mit dem festgelegten Ablenkwinkel $\alpha = 60\,^o$ und der Magnetfeldstärke entlang der Bahn des Elektrons ergibt sich die effektive Länge nach Integration zu

$$l_{eff} = (365,49 \pm 0,52)\,\text{mm}. \tag{4.8}$$

Der Fehler ergibt sich durch die Unsicherheiten der Messposition und Feldstärkemessung mit einer Hallsonde. Das Elektron, das die zentrale Position des YAG-Schirmes im dispersiven Arm trifft, besitzt demnach einen Impuls von

$$p_0 = \frac{e}{\alpha}\ |B_{dipol}(I_{dipol})| \cdot l_{eff}. \tag{4.9}$$

Der Fehler des mittleren Impulses eines Elektronenpaketes ist durch die Unsicherheit von p_0 gekennzeichnet. Dieser ergibt sich hauptsächlich durch die Unsicherheit des Winkels zwischen dem Rohr des dispersiven Armes und der Richtung der Elektronen vor dem Dipol von $0{,}5\,^o$ (ein Beitrag zum relativen Fehler von etwa 0,8 %) und der Unsicherheit der Fit-Parameter von $B_{dipol}(I_{dipol})$ (ein Beitrag zum relativen Fehler von etwa 0,9 % bei einem Impuls von 4,5 MeV/c). Mit den erwähnten Unsicherheiten ergibt sich ein relativer Fehler des mittleren Impulses von etwa 1 %.

Die Krümmungsebene wird von der longitudinalen Koordinate z und der vertikalen Koordinate y aufgespannt. Darum besitzen die Elektronen, die vertikal nicht die zentrale Position des YAG-Schirmes treffen, einen von p_0 abweichenden Impuls. Dieser Impuls wird berechnet mit [33]

$$p = p_0 \cdot \left(1 + \frac{y_D}{D(y_D)}\right). \tag{4.10}$$

Dabei ist D die Dispersionsfunktion (siehe Anhang A) und y_D die vertikale Koordinate senkrecht zur Bahnrichtung des Elektrons im dispersiven Arm. An der zentralen Position des YAG-Schirmes ist $y_D = 0$. Der YAG-Schirm ist um $45\,^o$ zur Bahnrichtung des Elektrons geneigt, um das Szintillationslicht zur CCD-Kamera zu richten. Durch die Neigung ist der Abstand vom Dipol zum YAG-Schirm abhängig von y_D. Da die Dispersionsfunktion auch von dem Abstand zwischen Dipol und YAG-Schirm abhängig ist, verändert sie sich mit y_D.

Gleichung (4.10) gilt für Elektronenpakete, deren transversale Winkelverteilung[3] eine δ-Funktion ist und die vor dem Dipol punktförmig sind. Eine

[3] im weiteren transversale Divergenz genannt

endliche Ausdehnung des Elektronenpaketes und unterschiedliche Eintrittswinkel in den Dipol ergeben eine *Verschmierung* der transversalen Verteilung im dispersiven Arm. Die Polschuhkanten in Abbildung 4.10 besitzen keinen Winkel von $90\,^o$ zur Bahnkurve des Elektrons. Die Abweichungen von $90\,^o$ (Eintrittwinkel $\beta_1 = 2\,^o$ und Austrittwinkel $\beta_2 = 31,7\,^o$) sind so gewählt, dass durch die Kantenfokussierung die Unschärfe, die durch transversale Größe und Divergenz des Elektronenpaketes vor dem Dipol verursacht wird, an der Position des YAG-Schirmes minimiert ist. Die verbliebene *Verschmierung* bestimmt die Unsicherheit der gemessenen Impulsunschärfe. Aufgrund der unterschiedlichen Betriebsparameter des Photoinjektors wird für jede Messreihe die transversale Größe und Divergenz der Elektronenpakete vor dem Dipol simuliert und daraus die Auflösung der Impulsunschärfe bestimmt. Die sich daraus ergebene Impulsunschärfe beträgt etwa $5\,\mathrm{keV}/c$.

Ein weiterer Beitrag zum Fehler der Impulsunschärfe ist die Unsicherheit bei der Bestimmung der vertikalen Länge y_{YAG} des YAG-Schirmes. Es wurde versäumt, den Schirm zu vermessen bevor er in das Vakuumsystem von PITZ integriert wurde. Darum muss die Messung der vertikalen Länge nachträglich erfolgen. Die Messung der vertikalen Länge erfolgte mit Elektronenpaketen. Hierbei wurden Elektronenpakete mit kleiner Ladung von $5\,\mathrm{pC}$ verwendet, damit die Unschärfe in y_D-Richtung im dispersiven Arm klein im Vergleich zur Länge des YAG-Schirmes ist. Es ergab sich eine normalverteilte Projektion des Bildes im dispersiven Arm in vertikaler Richtung. Die mittlere Position der vertikalen Projektion $y'_{D,i}$ wurde aus einer angepassten Normalverteilung gewonnen. Die wahre Position $y_{D,i}$ in einem kalibrierten Koordinatensystem ist

$$y_{D,i} = k_D \cdot y'_{D,i}, \tag{4.11}$$

mit einem Kalibrationsfaktor k_D. Zwei Messungen mit der Kennung i bei unterschiedlichen Stromstärken im Dipol müssen denselben Impuls p_i bei unterschiedlichen Positionen $y_{D,i}$ ergeben. Darum gilt mit Gleichung (4.10):

$$\begin{aligned} 0 &= p_2 - p_1 = p_{0,2} \cdot \left(1 + \frac{y_{D,2}}{D(y_{D,2})}\right) - p_{0,1} \cdot \left(1 + \frac{y_{D,1}}{D(y_{D,1})}\right) \\ &= p_{0,2} - p_{0,1} + \frac{p_{0,2} y_{D,2}}{D(y_{D,2})} - \frac{p_{0,1} y_{D,1}}{D(y_{D,1})}, \end{aligned} \tag{4.12}$$

mit $p_{0,i}$ dem Impuls bei der Koordinate $y_D = 0$ nach Gleichung (4.9). Nach Einsetzen der Gleichungen (4.11) und $D(y_{D,i})$ in Gleichung (4.12) ergibt sich der Kalibrationsfaktor[4] k_D. Mit einer angesetzten vertikalen Länge von

[4]Die Lösung von Gleichung (4.12) mit den Gleichungen (4.11) und (A.1) ist im Anhang B beschrieben.

22 mm ergab sich nach 50 Messungen mit jeweils zwei verschiedenen Stromstärken der Kalibrationsfaktor zu $k_D = (0,916 \pm 0,055_{stat})$. Dem entspricht eine vertikale Länge von

$$y_{\mathrm{YAG}} = (20,2 \pm 1,2)\ \mathrm{mm}. \tag{4.13}$$

Für die relative Impulsunschärfe $\Delta p/p$ bedeutet dies eine Unsicherheit in der Größenordnung von 6 %.

Falls die absoluten Impulswerte der Elektronen einen relativen Unterschied zum mittleren Impuls von $\pm 1,3\,\%$ besitzen, treffen sie die vertikalen Kanten des YAG-Schirmes. Wenn die Impulsbreite eine vertikale Verteilung des Elektronenpaketes verursacht, die größer als der YAG-Schirm ist, dann müssen mehrere Verteilungen bei unterschiedlichen Stromstärken des Dipols gemessen werden, um die Impulsbreite zu erhalten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein *Online*-Programm für die Messung der Impulse der Elektronenpakete entwickelt und für den Betrieb von PITZ zur Verfügung gestellt. In dem Programm sind die vorangegangenen Überlegungen zusammengefasst. In Abbildung 4.12 ist eine Liste der Tasten des *Online*-Programms zur Messung der Impulse der Elektronenpakete dargestellt. Bei Benutzung der verschiedenen Tasten können Bilder im dispersiven Arm aufgenommen, deren Projektionen dargestellt und die vertikale Koordinate in Impulse transformiert werden. Mehrere Bilder können nacheinander aufgenommen und automatisch der Untergrund abgezogen werden. Die Bilder können für spätere Analysen gespeichert werden. Es können mehrere Projektionen bei verschiedenen Stromstärken des Dipols aufgenommen und in einem Diagramm überlagert werden. Die Aufnahme von mehreren Projektionen nacheinander und die Darstellung in einem Diagramm bei großen Impulsbreiten, also bei verschiedenen Stromstärken des Dipols, kann das Programm automatisch durchführen. Die Projektionen werden zusammen mit dem mittleren Impuls, der RMS-Impulsbreite und der FWHM der Impulsverteilung dargestellt.

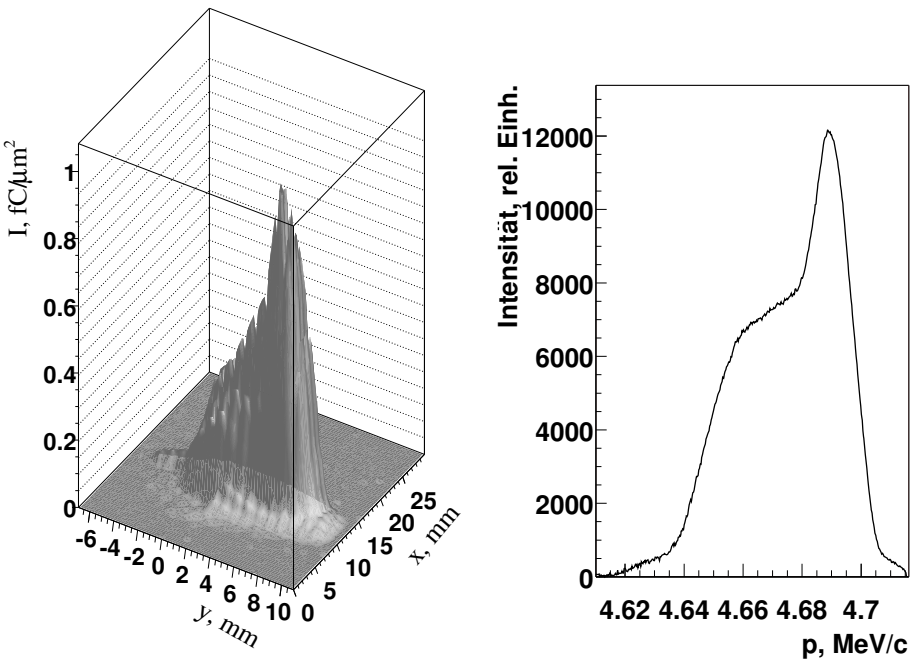
4.4 Impulsverteilung

Durch das Magnetfeld des Dipols treffen die Elektronen den YAG-Schirm im dispersiven Arm. Aufgrund der Vorüberlegungen in Abschnitt 4.3 kann die vertikale Achse in Impulse transformiert werden. Eine Verteilung des Elektronenpaketes im dispersiven Arm mit deren Projektion ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Achse der Projektion 4.13(b) ist in Einheiten des Impulses aufgetragen. Die transversale Emittanz kann die Verbreiterung der vertikalen Komponente der Verteilung nicht erklären, darum verursacht die Impul-

Abbildung 4.12: Liste der Tasten des *Online*-Programms zur Messung der Impulse der Elektronen bei PITZ

sunschärfe die Verbreiterung. Die dargestellte Verteilung in 4.13 erfolgte bei einer der höchsten Elektronenimpulse von $(4,624 \pm 0,021_{syst.})\,\mathrm{MeV}/c$ (der statistische Fehler ist gegenüber dem systematischen Fehler vernachlässigbar). Die Fokussierung des Elektronenpaketes, d. h. die Stromstärke des Hauptsolenoiden, wurde so eingestellt, dass die Gesamtladung des Elektronenpaketes von 1 nC den YAG-Schirm im dispersiven Arm erreichte. Die Hochfrequenzphase wurde so eingestellt, dass sich die kleinste Impulsbreite bei dieser Ladung ergab. Darum stellt die z-Achse der Abbildung 4.13(a) die höchstmögliche 2-dimensionale Ladungsdichte im dispersiven Arm dar. Verglichen mit den Aussagen in Abschnitt 4.2 liegt die maximal erreichbare Ladungsdichte im dispersiven Arm unter einer möglichen Sättigungsgrenze. Darum sind die Verteilungen bei hohen Intensitäten nicht durch Sättigung verbreitert.

Die Form der Impulsverteilung (Abbildung 4.13(b)) zeigt eine hohe Intensität bei höheren Impulsen, mit einer Intensitätsschulter bei kleineren Impulsen. Das Maximum der Intensität bei hohen Impulsen ist ein Merkmal, dass die Elektronen mit dem Feld des Hohlraumresonators so beschleunigt werden, dass sie etwa den maximalen mittleren Impulsgewinn erhalten.



(a) Intensität der transversalen Verteilung

(b) Projektion der Verteilung, die y-Achse ist in Impulse transformiert

Abbildung 4.13: Beispiel einer Verteilung eines Elektronenpaketes im dispersiven Arm mit einer Gesamtladung von 1 nC und mit einer longitudinalen *Flat-Top*-Verteilung des Laserpulses

Die Messung der Impulsunschärfe mit einem Elektronenpaket pro Pulszug ergibt geringe Lichtintensitäten vom YAG-Schirm. Darum werden die Messungen meist mit mehreren Elektronenpaketen durchgeführt, wobei die CCD-Kamera das Licht pro Pulszug aufaddiert. Dabei muss die Schwankung der Impulse zwischen einzelnen Elektronenpaketen klein genug sein, um keine zusätzliche *Verschmierung* im dispersiven Arm zu verursachen. In Abbildung 4.14 ist die Impulsbreite als Funktion der Anzahl von Laserpulsen pro Pulszug dargestellt. Die Breite der Impulsunschärfe wird mit der Standardabweichung (RMS-Wert: p_{RMS}) angegeben. Die Messung wurde mit 5 Laserpulsen begonnen, danach folgten die Messungen mit höheren Laserpulsen, die letzte war mit einem Laserpuls. Innerhalb der Fehlerbalken ist keine Verbreiterung der Verteilung zu bemerken. Bei genauem Betrachten

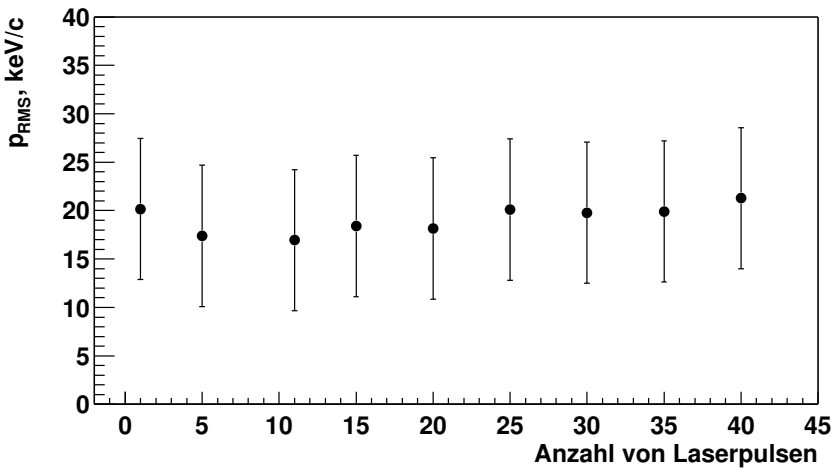


Abbildung 4.14: Impulsbreite als Funktion der Anzahl der Laserpulse innerhalb eines Pulszuges, die Ladung eines Elektronenpaketes ist 300 pC. Die Fehlerbalkenlängen sich durch die systematischen Fehler gegeben, weil die statistischen Fehler eine Größenordnung kleiner sind.

deutet sich ein leichter Anstieg der Impulsbreite mit der Zeit an. Dies wäre ein Hinweis auf sich ändernde Betriebsparameter (z. B. Hochfrequenzphase, Laserleistung) mit der Zeit.

Bei hohen Intensitäten kann das Licht von der CCD-Kamera in Sättigung übergehen. Darum kann die Verteilung im dispersiven Arm durch Sättigungseffekte der CCD-Kamera verändert werden. Der Wert der Impulsbreite würde sich bei diesem Effekt am stärksten verändern. Darum wurde die Impulsbreite als Funktion der Verstärkung der Signale in der CCD-Kamera gemessen (siehe Abbildung 4.15). Die Ladung des Elektronenpaketes von 300 pC wurde gewählt, damit bei der höchsten Verstärkung der CCD-Kamera die maximale Intensität in den Pixeln erreicht wird. Abbildung 4.15 zeigt, dass keine Veränderung der Impulsbreite durch höhere Verstärkung der CCD-Kamera stattfindet.

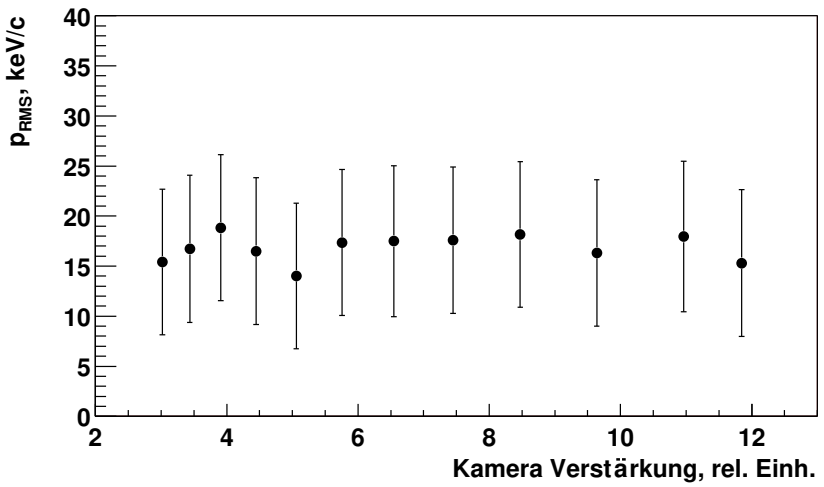


Abbildung 4.15: Impulsbreite als Funktion der Kameraverstärkung mit einer Ladung des Elektronenpaketes von 300 pC. Die Fehlerbalkenlängen sich durch die systematischen Fehler gegeben, weil die statistischen Fehler eine Größenordnung kleiner sind.

4.5 Vergleich der Hochfrequenz-Leistungsmessung an der Kavität mit der Messung im dispersiven Arm

Der mittlere Impuls der Elektronenpakete gibt die Möglichkeit, die Spitzenleistung des elektrischen Feldes im Hohlraumresonator zu berechnen und mit den Messungen eines Hochfrequenz-Leistungsmessgerätes zu vergleichen. Der Zusammenhang zwischen Spitzenleistung P und Feldamplitude E_0 an der Kathode ist

$$P = P_{ref} \cdot \left(\frac{E_0}{E_{ref}} \right)^2 , \tag{4.14}$$

mit einer Referenzleistung $P_{ref} = 1,4039\,\mathrm{W}$ [34] und einer Referenzfeldamplitude an der Kathode von $E_{ref} = 27898\,\mathrm{V/m}$ [34].

Der Zusammenhang zwischen Feldamplitude an der Kathode und mittleren Impuls wurde durch Simulationen gewonnen, weil dadurch die Feldverteilung im Resonator (siehe Abbildung 2.4) in die Berechnungen eingeht. Dabei wurde die Feldamplitude als Funktion des jeweils höchsten mittleren Impulses p_{max} aufgetragen und eine rationale Funktion zweiter Ordnung angepasst.

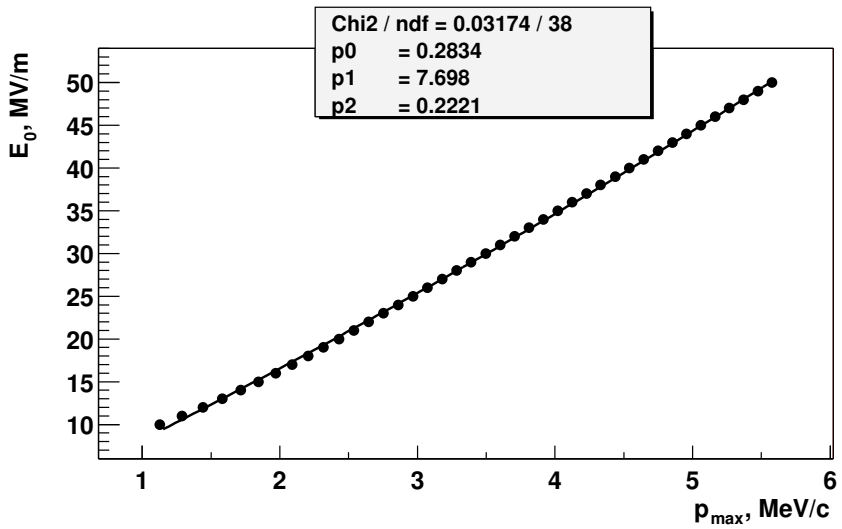


Abbildung 4.16: Feldamplitude als Funktion des jeweils höchsten mittleren Impulses p_{max} mit einer angepassten rationalen Funktion zweiter Ordnung

In Abbildung 4.16 ist das Ergebnis dieser Messung gezeigt. Das Ergebnis der Anpassung ist

$$E_0 = 0,283\,\mathrm{MV/m} + 7,698\,\frac{\mathrm{MV/m}}{\mathrm{MeV}/c}\cdot p_{max} + 0,222\,\frac{\mathrm{MV/m}}{(\mathrm{MeV}/c)^2}\cdot p_{max}^2. \quad (4.15)$$

Bei der Messung der Spitzenleistung wurde die Hochfrequenzphase so gewählt, dass der mittlere Impuls maximal wurde. Der maximal gemessene mittlere Impuls beträgt 4,73 MeV/c, dem entspricht eine Feldamplitude an der Kathode gemäß Gleichung (4.15) von 41,7 MV/m und einer Spitzenleistung des Feldes gemäß Gleichung (4.14) von 3,1 MW.

Mit Hilfe der Gleichungen (4.14) und (4.15) wurde für verschiedene Messungen der maximale Impuls in die Spitzenleistung umgerechnet und in Abbildung 4.17 als Funktion der eingestellten Spannung (SP Spannung) vor der Verstärkung durch das Klystron aufgetragen. Die Fehlerbalken ergeben sich aus den Unsicherheiten der Messung des mittleren Impulses gemäß der Betrachtungen in Abschnitt 4.3. Ebenfalls in Abbildung 4.17 ist auch das Ergebnis des Hochfrequenz-Leistungsmessgerätes, welches im Wellenleiter vor dem Resonator positioniert ist, dargestellt. Die Ergebnisse vom Leistungsmessgerät besitzen, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben, eine Unsicherheit von 10 %.

Eine konstante Differenz zwischen den Werten von der Impulsmessung und den Werten vom Leistungsmessgerät von 0,13 MW ist in Abbildung 4.17

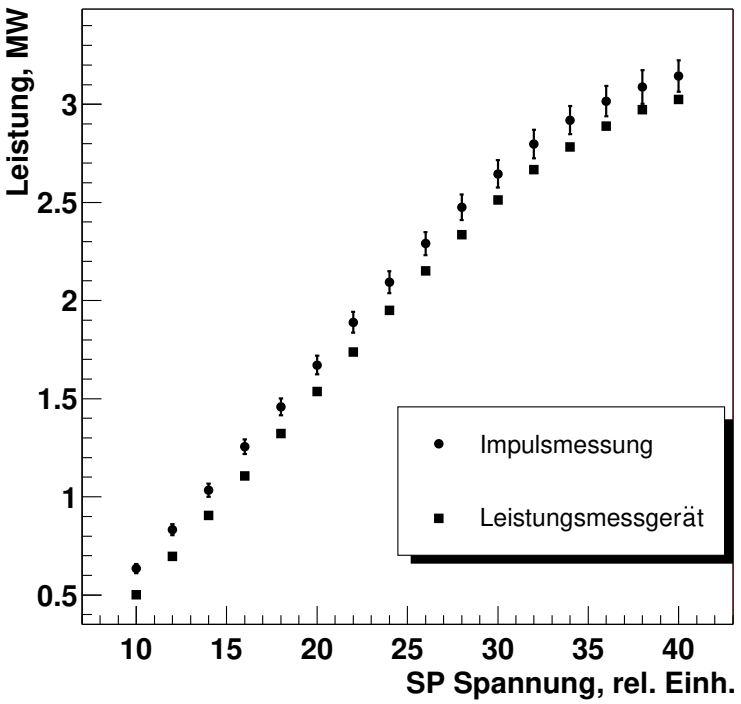


Abbildung 4.17: Leistung im Hohlraumresonator als Funktion der eingestellten Spannung (SP Spannung) vor der Verstärkung durch das Klystron

zu erkennen. Falsche Kalibrierungen der Leistungsmessung oder der Impulsmessung könnte diesen Unterschied verursachen. Eine unabhängige Überprüfung der Impulsmessung wird in Abschnitt 5.2.4 beschrieben.

4.6 Vergleich von Impulsverteilungen mit den Simulationsergebnissen

Aufgrund der Vorüberlegungen ist es möglich, die Impulsverteilungen der Elektronenpakete bei PITZ unter verschiedenen Bedingungen zu messen. Ein Parameter, der großen Einfluss auf die Impulsverteilung besitzt, ist die Hochfrequenzphase ϕ_0.

4.6.1 Messung mit longitudinal normalverteiltem Laserpuls

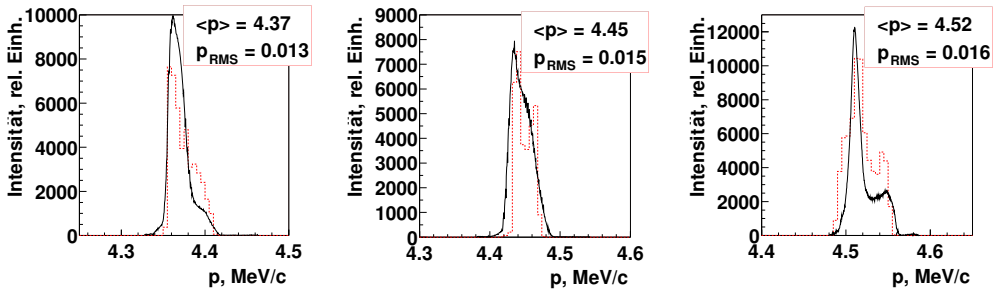
In Abbildung 4.18 werden mehrere Verteilungen mit unterschiedlichen Hochfrequenzphasen verglichen mit Simulationsergebnissen. Die zugehörigen Simulationsparameter sind im Anhang C.1 aufgelistet. Diese Messungen wurden mit einer maximalen Ladung des Elektronenpaketes von 1,3 nC durchgeführt[5]. In Abbildung 4.19 ist die Ladung der Elektronenpakete am Ausgang des Resonators als Funktion der Hochfrequenzphase dargestellt. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Änderung der Ladung von Pulszug zu Pulszug. Wegen der kurzen normalverteilten Laserpulsdauer von $\sigma_z = 3\,\mathrm{ps}$ und hohen Laserleistung ergibt sich eine hohe Raumladungskraft auf die Elektronen an der Kathode. Bei kleinem elektrischen Feld, welches bei kleinen Hochfrequenzphasen auftritt, gehen Elektronen bei der Erzeugung an der Kathode verloren. Die maximale Feldstärke an der Kathode muss 40,3 MV/m sein, um den gemessenen maximalen mittleren Impuls von $4{,}57\,\mathrm{MeV}/c$ zu erreichen. Die Stromstärke im Hauptsolenoiden wurde auf 160 A eingestellt. Für die Simulation wurde die transversale Elektronenpaket-Verteilung an der Kathode gemäß der transversalen Laserpulsverteilung an der virtuellen Kathode angenommen.

Die Impulsverteilungen der Elektronenpakete sind verglichen zur Länge des YAG-Schirmes meist größer. Darum sind die Verteilungen in 4.18 zusammengesetzte Bilder aus einzelnen Verteilungen. Ein Bild besitzt dabei einen Bereich von $100\,\mathrm{keV}/c$. Bei großen Impulsbreiten kann ein Teil der Elektronen die innere Rohrwand des dispersiven Armes treffen, andere treffen den YAG-Schirm. Reflektierte Teilchen von der Rohrwand können den YAG-Schirm auch treffen und die gemessene Verteilung verfälschen.

Auf dem Weg zwischen Resonatorausgang und Dipol ging ein großer Teil der Elektronen mit dieser Hauptsolenoideinstellung verloren, weil diese die innere Wand der Strahlrohre trafen. Auch in die Simulationen ging diese Randbedingung ein. Bei der Messung wurde dies sichtbar dadurch, dass der YAG-Schirm horizontal vollständig ausgefüllt wurde. Aber vertikal wurde eine kleine Impulsbreite gemessen.

Für kleine Hochfrequenzphasen sind die Impulsbreiten klein (siehe Abbildung 4.18). In diesem Fall emittieren die Elektronen bei kleiner Feldstärke an der Kathode, somit dominiert die Raumladung die Unschärfe der Impulse der Elektronenpakete. Die Simulation kann die zugehörigen Impulsbreiten jeweils simulieren, aber die Form nicht genau nachvollziehen. Ein Grund für die Nichtübereinstimmung kann die zylindersymmetrische Berechnung

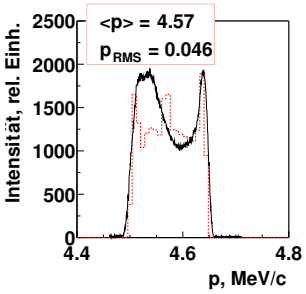
[5] Die Standardladung pro Elektronenpaket bei PITZ ist 1 nC.



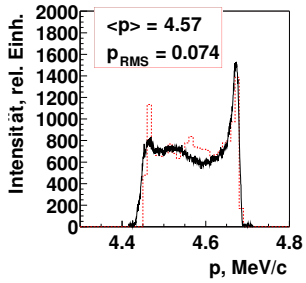
(a) $\phi_0 = 1\,^o$

(b) $\phi_0 = 11\,^o$

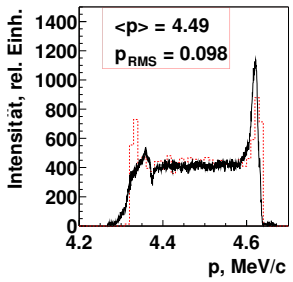
(c) $\phi_0 = 21\,^o$



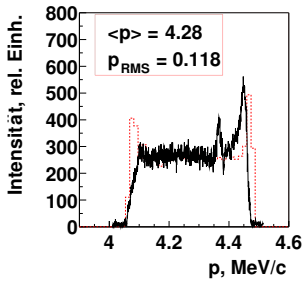
(d) $\phi_0 = 31\,^o$



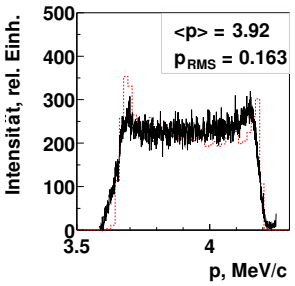
(e) $\phi_0 = 41\,^o$



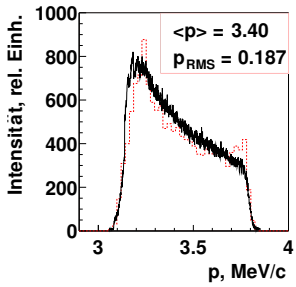
(f) $\phi_0 = 51\,^o$



(g) $\phi_0 = 61\,^o$



(h) $\phi_0 = 71\,^o$



(i) $\phi_0 = 81\,^o$

Abbildung 4.18: Impulsverteilungen (Messung: durchgezogene Linie, Simulation: gestrichelte Linie) bei unterschiedlichen Hochfrequenzphasen und einer Stromstärke im Hauptsolenoiden von 160 A. Die maximale Gesamtladung der Elektronenpakete ist 1,3 nC. Die longitudinale Laserpulsform ist normalverteilt. Die angegebenen Werte sind die Messergebnisse des mittleren Impulses und der Impulsbreite. Die mittleren Impulse und Impulsbreiten der Messung und der Simulation sind in Tabelle D.1 im Anhang aufgelistet.

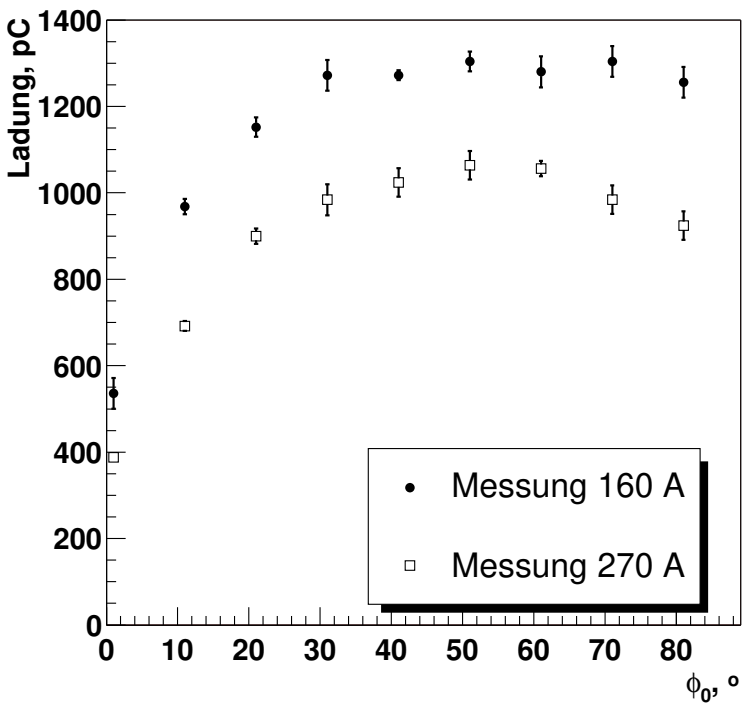


Abbildung 4.19: Ladung der Elektronenpakete am Ausgang des Resonators als Funktion der Hochfrequenzphase für zwei Ströme im Hauptsolenoiden

der Raumladung in der Simulation sein, während eine nicht zylinderförmige transversale Verteilung des Laserpulses von der virtuellen Kathode Eingangsverteilung der Simulation ist. Weiterhin reicht der Spiegel zur Umlenkung des Laserpulses zur Kathode in das Rohr hinein, so dass auch dort Elektronen absorbiert werden. Diese nicht zylindersymmetrische Absorption wird nicht von der Simulation beachtet.

Bei hohen Hochfrequenzphasen stimmen die Simulationsverteilungen mit den gemessenen Verteilungen überein. Die Veränderung der Impulsbreite mit der Hochfrequenzphase wird in Abschnitt 4.6.2 diskutiert.

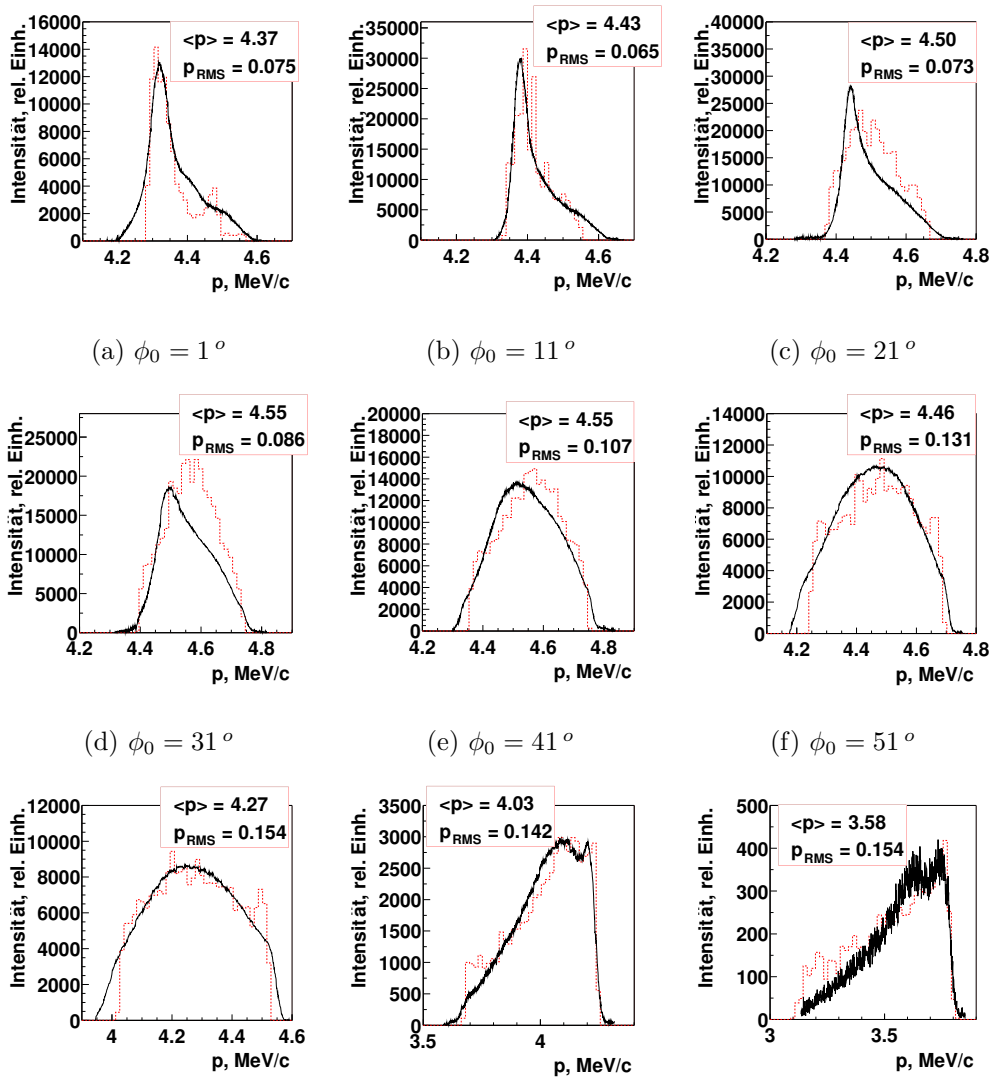
Dieselbe Messung wurde mit einer Stromstärke im Hauptsolenoiden von 270 A durchgeführt. Die Ladung der Elektronenpakete am Ausgang des Resonators war etwas geringer, weil eine andere Laserleistung eingestellt war. In Abbildung 4.19 ist die Ladung der Elektronenpakete als Funktion der Hochfrequenzphase für die Solenoideinstellung von 270 A auch dargestellt. Die Laserpulsdauer hat sich zwischen beiden Messungen nicht verändert. Die

Anzahl der Elektronen pro Paket ist bei der Messung mit 270 A Solenoidstromstärke verglichen mit der vorherigen Messung am Dipol größer, weil der Strahl stark fokussiert ist. In Abbildung 4.20 sind die Impulsverteilungen mit den Simulationsergebnissen dargestellt. Die zugehörigen Simulationsparameter sind im Anhang C.1 aufgelistet. Die Verteilungen besitzen in Abbildung 4.20 verglichen mit Abbildung 4.18 eine andere Form. Insbesondere für die Hochfrequenzphase $\phi_0 = 81^o$ (siehe Abbildung 4.20(i)) ist ein markanter Unterschied zu Abbildung 4.18(i) zu erkennen. In diesem Fall sind die Unterschiede der Impulswerte der Elektronen innerhalb eines Paketes verglichen zu anderen Hochfrequenzphasen groß. Dies bedeutet, unterschiedliche Elektronen, mit unterschiedlichen Impulsen, erhalten durch das konstante Solenoidfeld eine unterschiedliche Fokussierung. Dies wirkt sich bis zum dispersiven Arm aus. In Abbildung 4.20(i) werden die Elektronen mit höheren Impulsen fokussiert und kleinere Impulse defokussiert. Darum fliegen einige Elektronen, die einen relativ kleineren Impuls tragen, an dem YAG-Schirm im dispersiven Arm vorbei. Diese Elektronen tragen nicht mehr zur Impulsverteilung bei. Darum ergeben sich unterschiedliche Verteilungen für hohe Hochfrequenzphasen. Bei Anwendung von kleinen Hochfrequenzphasen tritt dieser Effekt nicht auf, weil die Impulsunterschiede innerhalb eines Elektronenpaketes klein sind und sich daher die Fokussierung innerhalb des Elektronenpaketes nicht allzusehr ändert.

In Abbildung 4.21 sind die mittleren Impulse der beiden vorher beschriebenen Messungen mit den Simulationsergebnissen als Funktion der Hochfrequenzphase aufgetragen. Die Feldamplitude der Simulation wurde so gewählt, dass die höchsten Impulswerte zusammenfallen. Weiterhin wurden die gemessenen Phasen um einen konstanten Betrag verschoben, damit die höchsten Impulse übereinstimmen. Die Simulationswerte stimmen mit den gemessenen Werten für beide Solenoideinstellungen überein. Die mittleren gemessenen Impulse bei kleinen Hochfrequenzphasen stimmen für beide Einstellungen des Hauptsolenoiden überein. Bei großen Phasen ergibt sich ein Unterschied durch die unterschiedliche Fokussierung beider Hauptsolenoideinstellungen. Hierbei werden unterschiedliche Bereiche der Impulsverteilung des Elektronenpaketes auf dem YAG-Schirm im dispersiven Arm sichtbar, darum ergeben sich unterschiedliche Verteilungsformen und damit unterschiedliche mittlere gemessene Impulse.

Bei kleinen Hochfrequenzphasen erreichen die Elektronen die Iris des Resonators bevor sich das Feld umpolt, darum erhalten diese eine negative Beschleunigung am Anfang der Vollzelle. Somit verringern sich die mittleren Impulse mit kleineren Hochfrequenzphasen.

Die Verringerung des mittleren Impulses bei höheren Hochfrequenzphasen ist auf die unterschiedliche Beschleunigung in den verschiedenen Zellen



(a) $\phi_0 = 1\,^o$ (b) $\phi_0 = 11\,^o$ (c) $\phi_0 = 21\,^o$

(d) $\phi_0 = 31\,^o$ (e) $\phi_0 = 41\,^o$ (f) $\phi_0 = 51\,^o$

(g) $\phi_0 = 61\,^o$ (h) $\phi_0 = 71\,^o$ (i) $\phi_0 = 81\,^o$

Abbildung 4.20: Impulsverteilungen (Messung: durchgezogene Linie, Simulation: gestrichelte Linie) bei unterschiedlichen Hochfrequenzphasen und einer Stromstärke im Hauptsolenoiden von 270 A. Die maximale Gesamtladung der Elektronenpakete ist 1,1 nC. Die longitudinale Laserpulsform ist normalverteilt. Die angegebenen Werte sind die Messergebnisse des mittleren Impulses und der Impulsbreite. Die mittleren Impulse und Impulsbreiten der Messung und der Simulation sind in Tabelle D.2 im Anhang aufgelistet.

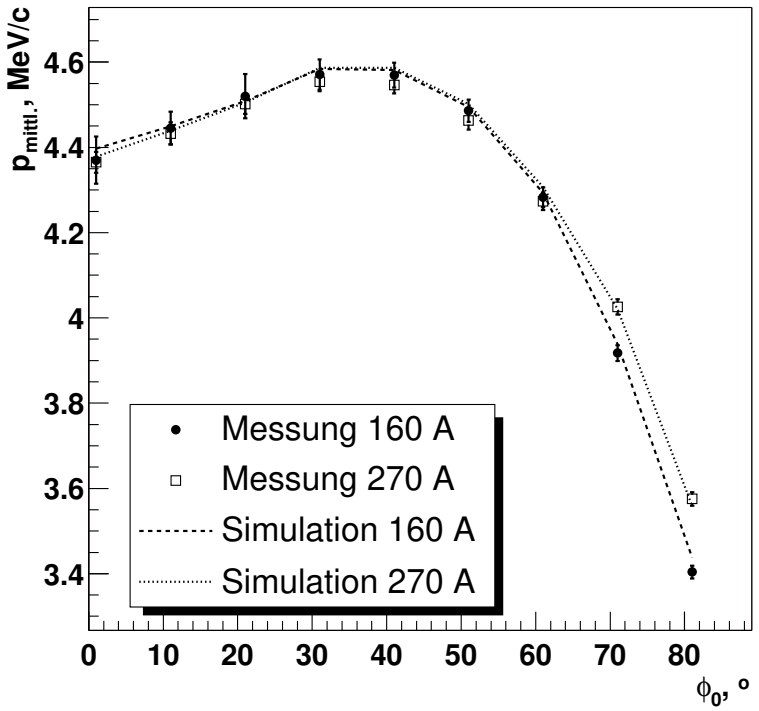


Abbildung 4.21: Mittlerer Impuls des Elektronenpaketes als Funktion der Hochfrequenzphase bei Stromstärken des Hauptsolenoiden von 160 A und 270 A. Die entsprechenden Simulationen sind als Linien eingezeichnet. Die longitudinale Laserpulsform ist normalverteilt.

des Resonators zurückzuführen. Entsprechend Abbildung 3.3 wurde dieses Verhalten erwartet.

Die Form der mittleren Impulse der Elektronenpakete als Funktion der Hochfrequenzphase entspricht den Vorüberlegungen in Abschnitt 3.2.1. Es bildet sich eine Hochfrequenzphase mit höchstem mittleren Impuls heraus. Diese Phase von 38^o stimmt aber nicht mit der analytischen Lösung überein. Der Unterschied dieser Phasen ergibt sich durch die Näherungen in Abschnitt 3.2.1 und durch unterschiedliche Formen des beschleunigenden Feldes, denn bei der numerischen Lösung wird ein von der Kosinus-Form abweichender Feldverlauf benutzt (vgl. Abbildung 2.4).

Wird eine kleinere Spitzenleistung zur Beschleunigung der Elektronen in dem Hohlraumresonator genutzt, dann ist die Beschleunigung in der Halbzelle geringer. Damit die Elektronen hohe Impulse erreichen, müssen sie früher,

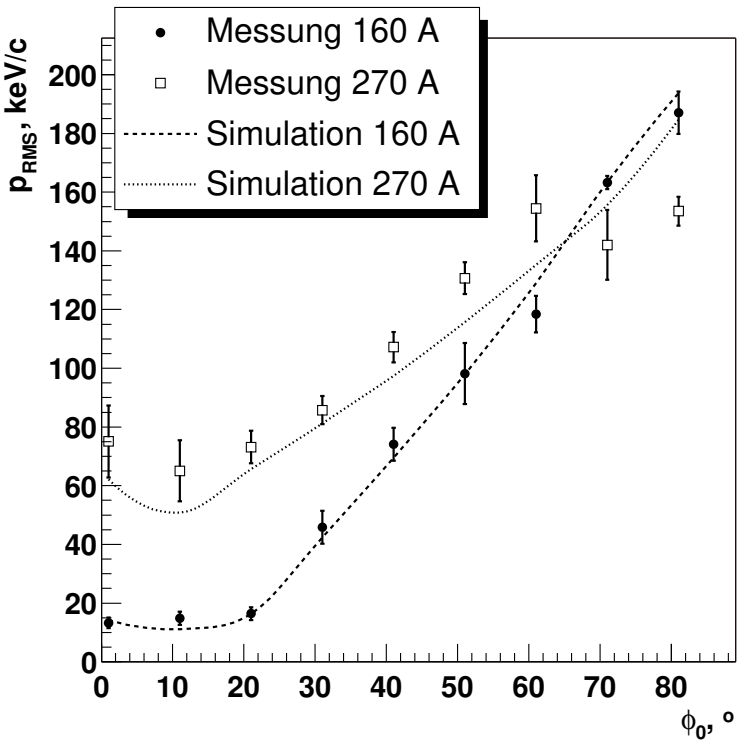


Abbildung 4.22: Impulsbreite des Elektronenpaketes als Funktion der Hochfrequenzphase bei Stromstärken des Hauptsolenoiden von 160 A und 270 A. Die entsprechenden Simulationen sind als Linien eingezeichnet. Die longitudinale Laserpulsform ist normalverteilt.

also bei kleinerer Hochfrequenzphase, erzeugt werden. Darum würde das Maximum des mittleren Impulses in Richtung kleinerer Hochfrequenzphasen wandern.

In Abbildung 4.22 sind die RMS-Impulsbreiten der beiden vorher beschriebenen Messungen mit Simulationsergebnissen als Funktion der Hochfrequenzphase aufgetragen. Für die Messung mit einer Stromstärke von 160 A im Hauptsolenoiden stimmen die Messdaten innerhalb ihrer Fehlergrenzen mit den Simulationen überein. Die Messung mit 270 A zeigt Unterschiede zur Simulation. Die Impulsbreite ändert sich bei Verwendung unterschiedlicher transversaler Laserverteilungen. Zur Messung mit 270 A wurde keine eigene transversale Verteilung des Lasers aufgenommen, darum wurde zur Simulation mit 270 A die transversale Verteilung von 160 A verwendet (die Messung mit 270 A fand 24 Stunden später statt). Dies könnte der Grund

für die Unterschiede zwischen Simulation und Messung mit 270 A sein.

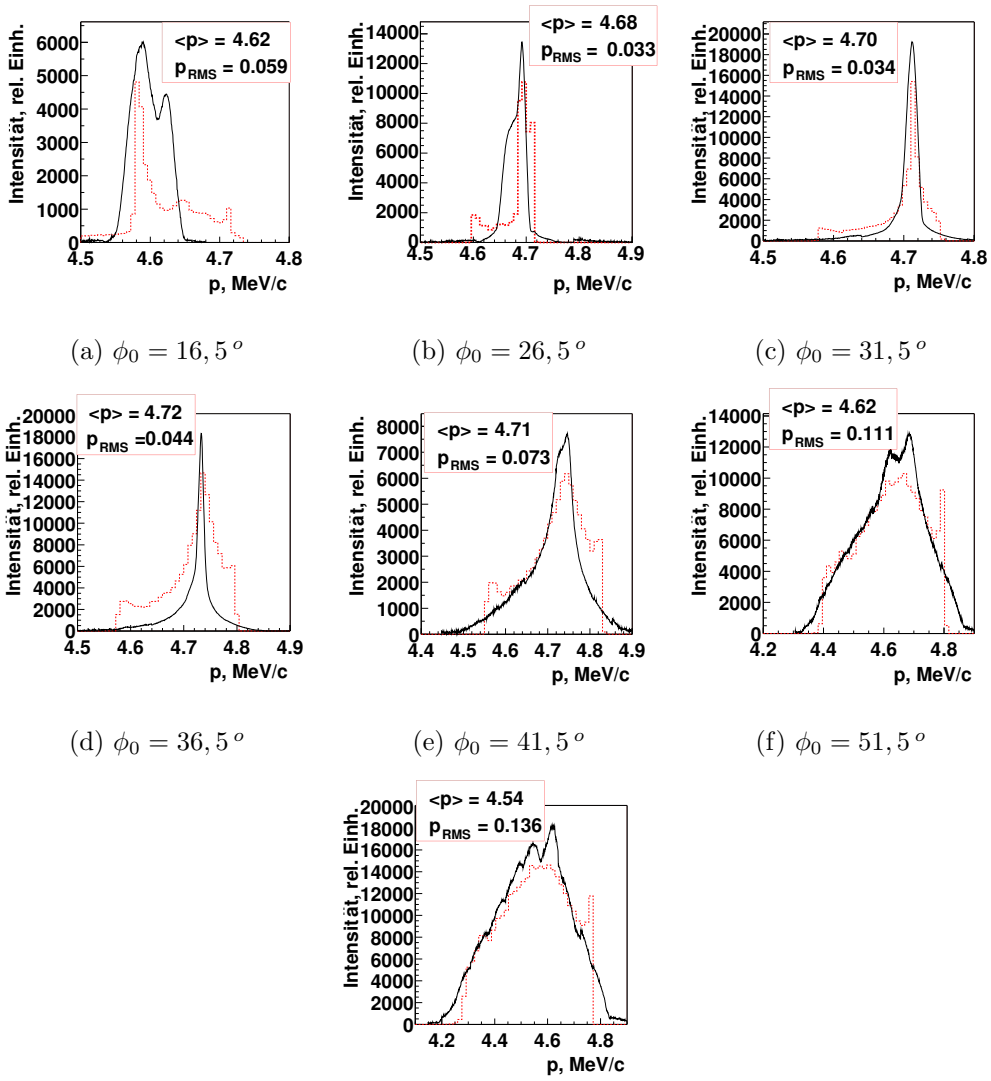
Bei der Messung mit 270 A ergeben sich höhere Impulsbreiten als mit 160 A. Im Fall von 270 A ist die Anzahl der Elektronen pro Paket vor dem Dipol größer, weil eine bessere Fokussierung des Elektronenpaketes stattfindet. Dadurch ist die longitudinale Raumladungskraft größer, die Impulsbreite erhöht sich. Die Veränderung der Impulsbreite mit der Hochfrequenzphase wird in Abschnitt 4.6.2 diskutiert.

Es ergibt sich ein Minimum der Impulsbreite bei einer Hochfrequenzphase von etwa 10^o. Der Unterschied der mittleren Impulse zwischen 10^o und 38^o, der Phase mit höchstem mittleren Impuls, ist klein. Allerdings gehen Elektronen bei kleinen Hochfrequenzphasen durch Raumladung an der Kathode verloren. Dabei ist die Raumladung groß genug, um die emittierten Elektronen in die Kathode zurückzudrücken. Darum muss ein Kompromiss zwischen kleinster Impulsbreite und Ladung des Elektronenpaketes geschlossen werden.

Durch den Verlust von Elektronen bei der Solenoidstromstärke von 160 A bis zum Dipol ist die Elektronenpaketladung kleiner als bei 270 A. Darum bedeutet die Anwendung von 270 A die charakteristische Einstellung mit der zu erreichenden Elektronenpaketladung von etwa 1 nC.

4.6.2 Messung mit longitudinal *Flat-Top*-Verteilung des Laserpulses

Durch eine longitudinale *Flat-Top*-Form des Laserpulses wird der Betrag der Raumladungskraft im mittleren Bereich des Elektronenpaketes kleinere Änderungen besitzen als bei einem normalverteilten Laserpuls (siehe Abbildung 3.7). Eine bessere Fokussierung des Elektronenpaketes wird in diesem Fall erreicht. Auch ergibt sich eine kleinere transversale Emittanz [35]. Darum wurde der Laser modifiziert, um longitudinal eine *Flat-Top*-Verteilung zu erhalten (siehe Abbildung 4.3). In Abbildung 4.23 sind die gemessenen Impulsverteilungen mit Simulationsergebnissen für unterschiedliche Hochfrequenzphasen mit einer *Flat-Top*-Form des Laserpulses dargestellt. Die zugehörigen Simulationsparameter sind in Anhang C.2 aufgelistet. Die Stromstärke im Hauptsolenoiden ist 280 A. Die Leistung des Lasers wurde bei unterschiedlichen Hochfrequenzphasen geändert, damit dieselbe Ladung des Elektronenpaketes von 1 nC erreicht wurde. Dies bedeutet, dass bei kleinen Hochfrequenzphasen die Leistung des Lasers erhöht werden musste, um den Verlust von Elektronen an der Kathode zu kompensieren. Darum ist der Bereich der Hochfrequenzphase bei dieser Messung kleiner. Der Verlust von Elektronen durch hohe Raumladung wurde bei Anwendung der Simulation mit



(a) $\phi_0 = 16,5\,^o$ (b) $\phi_0 = 26,5\,^o$ (c) $\phi_0 = 31,5\,^o$

(d) $\phi_0 = 36,5\,^o$ (e) $\phi_0 = 41,5\,^o$ (f) $\phi_0 = 51,5\,^o$

(g) $\phi_0 = 56,5\,^o$

Abbildung 4.23: Impulsverteilungen (Messung: durchgezogene Linie, Simulation: gestrichelte Linie) bei unterschiedlichen Hochfrequenzphasen und einer Stromstärke im Hauptsolenoiden von 280 A. Die Gesamtladung der Elektronenpakete ist für jede Phase jeweils 1,0 nC. Die longitudinale Verteilung des Laserpulses besitzt eine *Flat-Top*-Form. Die angegebenen Werte sind die Messergebnisse des mittleren Impulses und der Impulsbreite. Die mittleren Impulse und Impulsbreiten der Messung und der Simulation sind in Tabelle D.3 im Anhang aufgelistet.

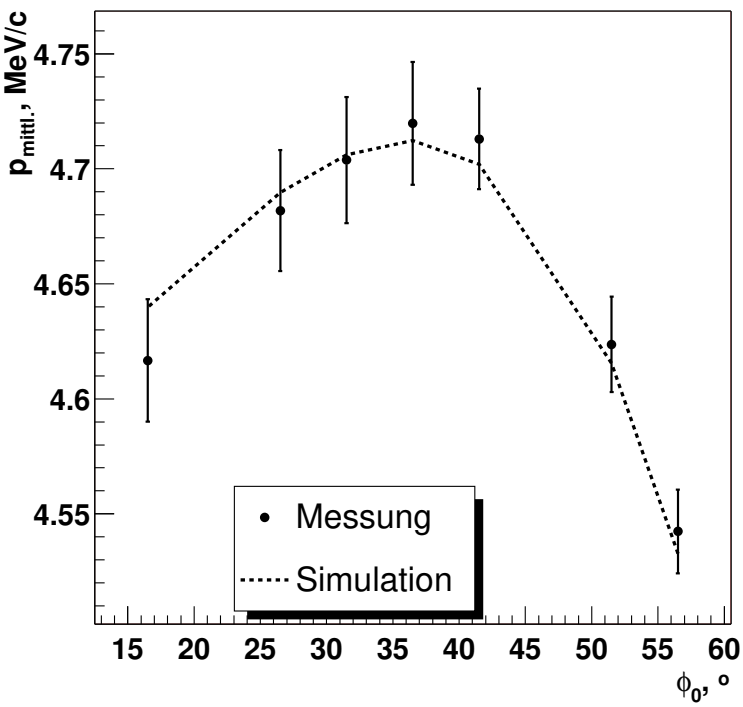


Abbildung 4.24: Mittlerer Impuls des Elektronenpaketes als Funktion der Hochfrequenzphase bei einer Stromstärke des Hauptsolenoiden von 280 A. Die entsprechende Simulation ist als Linie eingezeichnet. Die longitudinale Verteilung des Laserpulses besitzt eine *Flat-Top*-Form.

der Hochfrequenzphase von $\phi_0 = 16,5\,^o$ auch festgestellt. Bei den anderen Hochfrequenzphasen trat dieser Effekt in der Simulation nicht auf.

Die Simulationsergebnisse in Abbildung 4.23 können die gemessenen Verteilungen bei den beiden kleinsten Hochfrequenzphasen nicht nachvollziehen. Der Grund kann die nicht zylindersymmetrische transversale Verteilung des Laserpulses an der Kathode sein (vgl. Abbildung 4.1, welche die transversale Laserpulsverteilung für diese Messung zeigt). Die anderen simulierten Verteilungen zeigen einen ähnlichen Trend wie die gemessenen Verteilungen.

In Abbildung 4.24 sind die mittleren Impulse mit den Simulationsergebnissen als Funktion der Hochfrequenzphase dargestellt. Das Verhalten der mittleren Impulse als Funktion der Hochfrequenzphase ist dasselbe wie mit normalverteiltem Laserpuls. Der maximale mittlere Impuls ist bei einer Phase von 36,5 ^{o} zu finden. Das ist nahe dem Ergebnis wie mit einem longitudinal

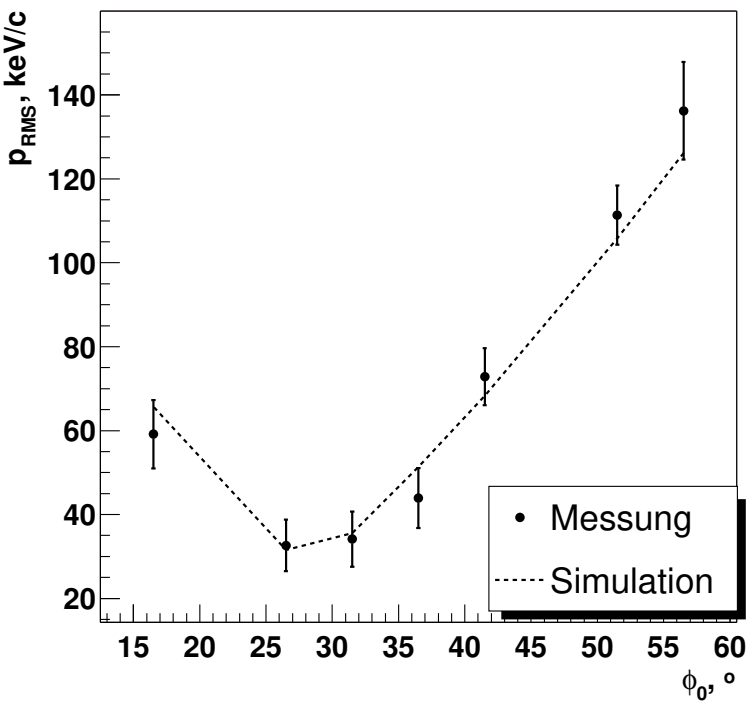


Abbildung 4.25: Impulsbreite des Elektronenpaketes als Funktion der Hochfrequenzphase bei einer Stromstärke des Hauptsolenoiden von 280 A. Die entsprechende Simulation ist als Linie eingezeichnet. Die longitudinale Verteilung des Laserpulses besitzt eine *Flat-Top*-Form.

normalverteilten Laserpuls. Die Messergebnisse stimmen innerhalb ihrer Fehler mit den Simulationsergebnissen überein.

In Abbildung 4.25 sind die RMS-Impulsbreiten dieser Messung mit Simulationsergebnissen als Funktion der Hochfrequenzphase aufgetragen. Die gemessenen Impulsbreiten stimmen innerhalb ihrer Fehler mit den Simulationsergebnissen überein, obwohl sich die Formen der Verteilungen bei den beiden kleinsten Hochfrequenzphasen unterscheiden.

Um das Verhalten der Impulsbreiten der Elektronenpakete bei unterschiedlichen Hochfrequenzphasen zu erklären, sind die zugehörigen simulierten longitudinalen Verteilungen im Hohlraumresonator in Abbildung 4.26 dargestellt. Die longitudinale Verteilung bei $\phi_0 = 10\,^o$ zwischen der Iris ist etwas länger als in der Vollzelle. Dies bedeutet, das Elektronenpaket verkürzt sich, weil durch die unterschiedliche Emissionszeit unterschiedliche Beschleu-

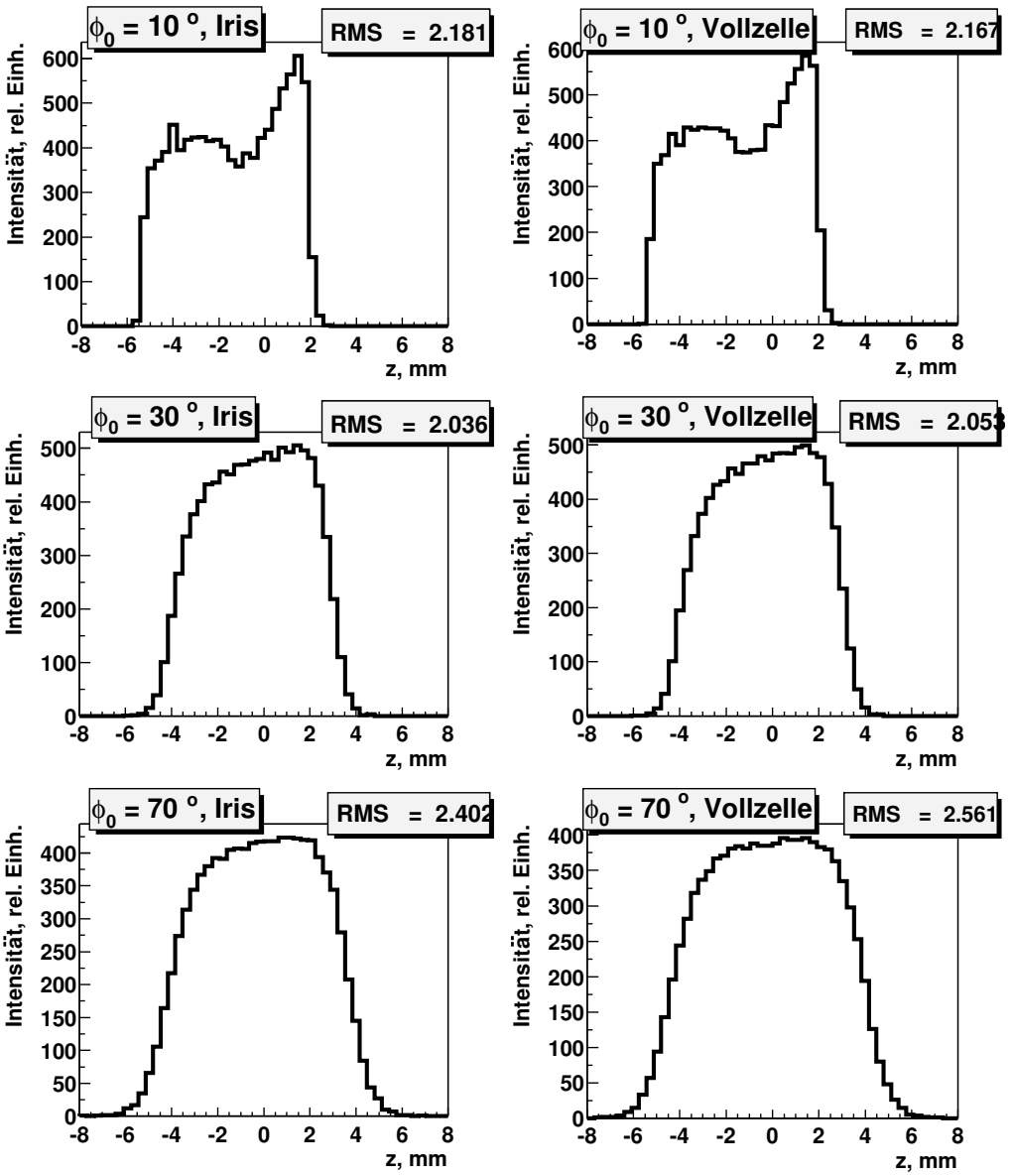


Abbildung 4.26: Longitudinale Verteilungen des Elektronenpaketes bei verschiedenen Hochfrequenzphasen und unterschiedlichen Positionen im Hohlraumresonator: an der Iris (linke Seite) und in der Mitte der Vollzelle (rechte Seite)

nigungen durch Änderung des hochfrequenten Feldes auf die Elektronen eines Paketes wirken. Die Elektronen, die später von der Photokathode emittiert

werden, erhalten eine größere Beschleunigung, als die Elektronen, die zuerst emittiert wurden. Wenn keine Raumladung wirken würde, wäre dieser Effekt bei dieser Hochfrequenzphase noch dominanter, d. h. hier wird die Elektronenpaketlänge von der Raumladung bestimmt. Dieses Verhalten ist in den Abschnitten 3.2.3 und 3.3 erwartet worden. Die Auswirkung auf die Impulsbreite ist, dass die Elektronen eines sich zusammenziehenden Elektronenpaketes annähernd dieselbe Beschleunigung erhalten, und somit sich eine kleine Impulsbreite ergibt. Entsprechend ergibt sich in Abbildung 4.25 eine kleine Impulsbreite bei einer Hochfrequenzphase von $\phi_0 = 16,5\,^o$.

Bei einer Hochfrequenzphase von $\phi_0 = 30\,^o$ (siehe Abbildung 4.26) ist das Elektronenpaket verglichen zu $\phi_0 = 10\,^o$ kürzer. Bei der höheren Hochfrequenzphase von $\phi_0 = 30\,^o$ verglichen zu $\phi_0 = 10\,^o$ ist die Feldstärke an der Kathode höher, damit wird der Einfluss der Raumladung auf die Elektronenpaketlänge geringer. Dies bedeutet, die Verkürzung des Elektronenpaketes wirkt bei $\phi_0 = 30\,^o$ stärker. Aber ohne Raumladung würde sich bei $\phi_0 = 30\,^o$ ein längeres Elektronenpaket als bei $\phi_0 = 10\,^o$ ergeben. Die Verkürzung ist durch die Raumladungskraft bei kleinen Hochfrequenzphasen unterdrückt. Die Auswirkung des kürzeren Elektronenpaketes bei $\phi_0 = 30\,^o$ auf die Impulsbreite ist, dass die Elektronen desselben Paketes noch mehr dieselbe Beschleunigungen erhalten. Das Elektronenpaket erhält eine kleinere Impulsbreite, wie in Abbildung 4.25 bei einer Hochfrequenzphase von $\phi_0 = 26,5\,^o$ zu sehen ist.

Bei einer Hochfrequenzphase von $\phi_0 = 70\,^o$ (siehe Abbildung 4.26) ist das Elektronenpaket verglichen zu $\phi_0 = 30\,^o$ länger. In diesem Fall erfahren die Elektronen bei der Emission eine hohe Feldstärke, der Einfluss der Raumladung ist unterdrückt. Aber das Elektronenpaket wird nicht kürzer, weil die Beschleunigung, die die Elektronen während ihrer Bewegung zur Iris erhalten, sich stärker ändert, als bei einer Emission bei $\phi_0 = 30\,^o$. Durch die stärkere Änderung des Feldes wird das Elektronenpaket in diesem Fall auseinandergezogen. Dies wirkt sich genauso auf die Impulse der Elektronen aus, innerhalb des Elektronenpaketes wirken unterschiedliche Beschleunigungen. Die Impulsbreite vergrößert sich (siehe Abbildung 4.25).

Elektronenpakete, die mit longitudinal normalverteilten Laserpulsen erzeugt wurden, zeigen dasselbe Verhalten wie mit einer *Flat-Top*-Verteilung. Es ändern sich aber die Werte der Impulsbreiten.

Dieses Verhalten ergibt eine Hochfrequenzphase mit minimaler Impulsbreite. Die Hochfrequenzphase mit minimaler Impulsbreite hat sich bei Anwendung der longitudinalen *Flat-Top*-Form der Laserpulse zu 26,5 ^{o} verschoben (siehe Abbildung 4.25), also ist der Phasenunterschied zur Phase mit höchstem mittleren Impuls nur noch $10\,^o$ (im Fall mit normalverteiltem Laserpuls war der Unterschied $28\,^o$). Der Grund ist die Erhöhung der Laserleis-

tung, um die Ladung der Elektronenpakete auf 1 nC konstant zu halten. Die Raumladungskräfte erhöhen sich bei Erhöhung der Laserleistung, welches bei kleinen Hochfrequenzphasen erfolgen muss (vgl. Abbildung 4.19). Darum wirken die Raumladungskräfte im Falle einer longitudinalen *Flat-Top*-Form der Laserpulse bei kleinen Hochfrequenzphasen stärker, das Elektronenpaket wird stärker auseinandergezogen. Die Elektronen eines Paketes erhalten unterschiedlichere Beschleunigungen als bei einer wenig höheren Hochfrequenzphase.

Der Betrag der kleinsten Impulsbreite bei der Messung mit der longitudinalen *Flat-Top*-Form der Laserpulse (FWHM = (24 ± 2) ps) ist $(33 \pm 7)\,\mathrm{keV}/c$ (bei einer Ladung des Elektronenpaketes von 1 nC). Die kleinste Impulsbreite mit einem longitudinal normalverteilten Laserpuls (FWHM = (7 ± 2) ps) und mit einer Stromstärke im Hauptsolenoiden von 270 A ergab sich zu $(65 \pm 10)\,\mathrm{keV}/c$ (vgl. Abbildung 4.22, bei einer maximalen Ladung des Elektronenpaketes von 1,1 nC). Somit hat sich die kleinste projizierte Impulsbreite durch die Anwendung einer longitudinalen *Flat-Top*-Form der Laserpulse um etwa einen Faktor zwei verringert.

Kapitel 5

Messung der longitudinalen Verteilung des Elektronenpaketes

Die longitudinale Verteilung der Elektronenpakete wird mit Hilfe eines Cherenkov-Radiators, einem optischen Transportsystem und der Streak-Kamera gemessen. Im Folgenden werden die Eigenschaften des Radiators beschrieben und die Größe des Materials festgelegt. Dies dient zur Optimierung der zeitlichen Auflösung. Danach folgen systematische Studien über zeitliche Fluktuationen des Injektors und des Messsystems, über Dispersionseffekte und zum emittierten Cherenkov-Spektrum. Der Cherenkov-Effekt wird auch genutzt, um die Werte der Impulsmessung mit dem Dipol zu überprüfen. Eine longitudinale Photonenpaket-Verteilung vom Cherenkov-Radiator wird mit dem durch Übergangsstrahlung an einer Metallfläche erzeugten Photonenpaket (OTR-Effekt) verglichen. Am Ende dieses Kapitels folgen Untersuchungen von longitudinalen Verteilungen des Elektronenpaketes als Funktion der Hochfrequenzphase.

5.1 Aerogel

5.1.1 Eigenschaften des Materials

Die Messung der longitudinalen Verteilung des Elektronenpaketes erfolgt durch Übergang der Elektronenpaket-Verteilung in eine Lichtverteilung. Dabei muss die longitudinale Verteilung des Photonenpaketes der longitudinalen Struktur des Elektronenpaketes entsprechen. Dies bedeutet, dass der Übergang eine kleine Reaktionszeit besitzen muss. Die Reaktionszeit wird

durch die zeitliche Auflösung des Radiators ausgedrückt. Damit auch eine genügend große Anzahl von Photonen bei Elektronenimpulsen um 4,5 MeV/c produziert wird, wird der Cherenkov-Effekt benutzt. Die Standardmethode OTR liefert bei 4,5 MeV um einen Faktor 2000 geringere Photonenausbeute, wie später gezeigt wird. Weiterhin soll der Winkel zwischen den emittierten Photonen und der Elektronenbahn klein sein. Das ermöglicht eine gute Ankopplung zum optischen Transportsystem, welches die Photonen zur Streak-Kamera leitet. Darum muss das Material einen kleinen Brechungsindex besitzen. In Frage kommt nur ein Festkörper, weil Gase einen zu kleinen Brechungsindex haben und des weiteren Streuprozesse an Fenstern zwischen dem Injektorvakuum und dem Gasraum das Messergebnis verfälschen. Daher wurde Aerogel (SiO_2) ausgewählt.

Der Brechungsindex von Aerogel bei einer Wellenlänge von 400 nm in Abhängigkeit von der Materialdichte ρ beträgt $n = \sqrt{1 + \alpha_{Aero}\rho}$ [36] mit $\alpha_{Aero} = 0,438 \pm 0,001 \left(\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3}\right)^{-1}$. Bei kleinen Dichten wird der Brechungsindex zu $n \approx 1 + k\rho$ mit $k \approx 0,21 \left(\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3}\right)^{-1}$ [36]. Der Brechungsindex kann zwischen 1,006 und 1,13 [36, 37] variieren.

Die Schwächung des Lichtes durch Rayleigh-Streuung wird durch die Streulänge L_{sc} ausgedrückt. Es gilt $L_{sc} \sim \lambda^4$ [38] mit λ der Wellenlänge. L_{sc} gibt die Länge an, bei der die Intensität des Lichtes auf $\frac{1}{e}$ verringert ist. Typische Werte liegen zwischen 3 cm und 8 cm [39]. Die Absorption des Lichtes ist vergleichbar gering, die Absorptionslänge L_{ab} liegt zwischen 1 m und 10 m [40].

Durch Streuprozesse können Photonen aus der Akzeptanz des optischen Transportsystems herausgelenkt werden. Um die Streuung gering zu halten, muss das Aerogel dünn sein. Andererseits muss das Aerogel dick sein, um die Anzahl der Photonen zu maximieren. Ein Kompromiss bei der Festlegung der Dicke von Aerogel führt dazu, eine Dicke l mit der halben Streulänge $l = 0,5 \cdot L_{sc}$ [41] zu wählen, bei der etwa 20 % der Photonen gestreut werden. Mit einer Streulänge von 4 cm ergibt sich für eine Lichtintensität optimale Dicke von Aerogel von 2 cm.

5.1.2 Optimierung der zeitlichen Auflösung

Die folgenden Untersuchungen sind auf eine Optimierung der zeitlichen Auflösung von Aerogel gerichtet. Es werden drei verschiedene Brechungsindizes von Aerogel betrachtet, $n = 1,01$, $n = 1,03$ und $n = 1,05$. Der Vergleich dieser Aerogele wird für den Fall der gleichen Anzahl von Cherenkov-Photonen durchgeführt. Die Anzahl von Cherenkov-Photonen von einem Elektron pro

Einheitsdicke und Wellenlängenintervall ist [42]

$$\frac{d^2N_{ph}}{dl \cdot d\lambda} = 2\pi \cdot \alpha_{QED} \cdot \frac{1}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right), \tag{5.1}$$

mit der Feinstrukturkonstanten $\alpha_{QED} \approx \frac{1}{137}$. Um die gleiche Anzahl von Photonen zu erreichen muss

$$l\left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) = \text{konstant} \tag{5.2}$$

sein. In Tabelle 5.1 sind die Dicken der Aerogele aufgelistet, ausgehend von einem Impuls von $4\,\mathrm{MeV}/c$ und der maximalen Dicke von 2 cm.

n	l
1.01	2 cm
1.03	2 mm
1.05	1 mm

Tabelle 5.1: Dicken von Aerogelscheiben mit unterschiedlichen Brechungsindizes bei einem Impuls von $4\,\mathrm{MeV}/c$, um die gleiche Anzahl von Cherenkov-Photonen zu erreichen

Im Vergleich zum Cherenkov-Effekt ergibt sich die Anzahl von Photonen pro Elektron beim OTR-Effekt zu [16]

$$\frac{dN_{\mathrm{OTR}}}{d\Omega} = \frac{\alpha_{QED}}{\pi^2} \frac{\beta^2 \sin^2\theta}{\left(1 - \beta^2\cos^2\theta\right)^2} \ln\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right), \tag{5.3}$$

mit dem Raumwinkelbereich $d\Omega$ und dem Wellenlängenbereich zwischen λ_1 und λ_2. Gleichung (5.3) gilt für perfekt reflektierende Metalloberflächen und ultrarelativistische Elektronen. Die exakte Gleichung für Elektronenimpulse um $4\,\mathrm{MeV}/c$ ergibt eine asymmetrische Photonenverteilung um den Emissionspunkt. Aber die Gleichung (5.3), welche eine symmetrische Photonenverteilung widergibt, kann auch für $4\,\mathrm{MeV}/c$ angewendet werden, denn die gesamte Anzahl von Photonen ist gleich [16]. Mit einem Akzeptanzwinkel von $20^{\,o}$ des optischen Transportsystems zwischen Radiator und Streak-Kamera und einem Wellenlängenbereich zwischen 400 nm und 700 nm ergibt sich bei $4\,\mathrm{MeV}/c$ $N_{\mathrm{OTR}} = 1,6 \cdot 10^{-3}$ Photonen pro Elektron. Die betrachteten Aerogele emittieren bei gleichen Bedingungen 3,5 Photonen pro Elektron.

Die Emission der Cherenkov-Photonen erfolgt innerhalb eines Zeitbereiches, der durch den Eintritt und Austritt des Elektrons im Aerogel bestimmt

wird. Dieser Zeitbereich bestimmt die Zeitauflösung, die durch das Aerogel verursacht wird. Diese Zeitauflösung muss klein verglichen zur Elektronenpaketlänge sein, um die longitudinale Verteilung der Elektronenpakete zu messen.

Beim Durchgang eines Elektrons werden Cherenkov-Photonen mit einem Winkel Θ_C verglichen zur Elektronenrichtung abgestrahlt. Ein Cherenkov-Photon kann beim Eintritt des Elektrons erzeugt werden. Dieses Cherenkov-Photon benötigt die Zeit $t_1(\Theta_C) = l \cdot n / (c \cdot \cos\Theta_C)$, um die Rückseite des Aerogels zu erreichen (siehe Abbildung 5.1). Das letzte Photon wird an der

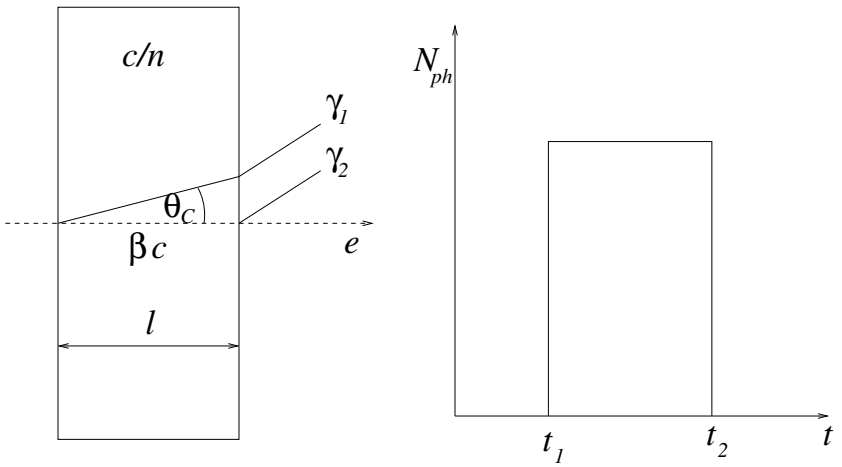


Abbildung 5.1: Skizze zur Verdeutlichung der zeitlichen Struktur des emittierten Cherenkov-Photonenpaketes. Links: Aerogel mit der Dicke l, wobei sich die Photonen mit der Geschwindigkeit c/n und das Elektron mit der Geschwindigkeit βc innerhalb des Aerogels bewegen. Rechts: zeitliche Verteilung des Cherenkov-Photonenpaketes, die beim Durchgang des Elektrons emittiert und auf der Rückseite des Aerogels gemessen werden.

Rückseite des Aerogels erzeugt. Die Zeitdauer zwischen Eintritt des Elektrons und Emission des Photons ist durch die Geschwindigkeit des Elektrons in Aerogel bestimmt und ist $t_2 = l / (\beta \cdot c)$. Innerhalb t_1 und t_2 werden kontinuierlich Cherenkov-Photonen emittiert, darum ergibt sich eine longitudinale Verteilung wie sie in Abbildung 5.1 skizziert ist. Die Auflösung ergibt sich durch Anwendung einer Gleichverteilung zu

$$\sigma_{\mathrm{pl}}(\Theta_C) = \frac{t_1(\Theta_C) - t_2}{\sqrt{12}} = \frac{l}{c \cdot \sqrt{12}} \left(\frac{n}{\cos\Theta_C} - \frac{1}{\beta} \right). \tag{5.4}$$

Aus der Gleichung (5.4) ergibt sich, dass eine bessere zeitliche Auflösung mit

kleinerem Brechungsindex erreicht wird. Transversal verschobene Elektronen verursachen keine Veränderung dieser Auflösung.

Besitzen die Elektronen einen von Null verschiedenen Winkel zur Flächennormale des Aerogels, dann vergrößert sich der Emissionswinkel. Der Einfluss dieser transversalen Divergenz des Elektronenpaketes auf die Zeitauflösung erfolgt durch die Addition eines Divergenzwinkels zum Cherenkovwinkel Θ_C in Gleichung (5.4). Der typische Wert der transversalen Divergenz eines Elektronenpaketes an der Position des Aerogels ist $0{,}1\,^o$. Verglichen zum Cherenkov-Winkel zwischen $4{,}8\,^o$ und $16{,}6\,^o$ für $n = 1,01$ und $n = 1,05$ bei einem Impuls von $4{,}5\,\mathrm{MeV}/c$ ist dieser Winkel vernachlässigbar.

Vielfachstreuung der Elektronen in Aerogel verursacht eine weitere Vergrößerung des Winkels in Gleichung (5.4). Der Streuwinkel Θ_{MS} von Elektronen ist [43]

$$\Theta_{MS} = \frac{13,6\ \mathrm{MeV} \cdot \sqrt{2}}{p \cdot \beta \cdot c} \sqrt{\frac{l}{X_0}} \cdot \left[1 + 0,038 \cdot \ln\left(\frac{l}{X_0}\right)\right]. \tag{5.5}$$

Hierbei ist p der Impuls des Elektrons und X_0 die Strahlungslänge. Die Strahlungslänge für Aerogel wird aus der Strahlungslänge von Quarz berechnet, denn Quarz besteht aus dem gleichen Material (SiO_2) aber mit unterschiedlicher Dichte. Der Streuwinkel Θ_{MS} gilt nach vollständiger Durchquerung der Elektronen durch das Aerogel, innerhalb des Aerogels ist der Streuwinkel kleiner. Darum würde eine Nutzung von Θ_{MS} zur Vergrößerung des Winkels in Gleichung (5.4) eine Überschätzung der Vielfachstreuung auf die zeitliche Auflösung bedeuten. Ein effektiver Winkel von gestreuten Elektronen innerhalb des Materials wird mit [41]

$$\delta = \Theta_{MS}/\sqrt{3} \tag{5.6}$$

angesetzt. Darum ergibt sich die zeitliche Auflösung mit Vielfachstreuung unter Berücksichtigung der Gleichungen (5.4) und (5.5) zu

$$\sigma_{\mathrm{pl}}(\Theta_C + \delta) = \frac{l}{c \cdot \sqrt{12}} \cdot \left(\frac{n}{\cos(\delta + \Theta_C)} - \frac{1}{\beta}\right). \tag{5.7}$$

Die Ergebnisse der Gleichung (5.7) sind für unterschiedliche Brechungsindizes mit den festgelegten Dicken von Aerogel in der Tabelle 5.2 aufgelistet. Durch die Vielfachstreuung ergibt sich ein großer Beitrag zur zeitlichen Auflösung von dem Aerogel mit einem Brechungsindex von $n = 1,01$ und einer Dicke von $l = 20\,\mathrm{mm}$. Demnach sind dünne Aerogele zu bevorzugen.

Um eine genaue Aussage über die Zeitauflösung zu erhalten, ist die Zeitauflösung mit einer Geant4-Simulation [44] für einen Impuls von $4{,}5\,\mathrm{MeV}/c$

	$n = 1{,}01$ $l = 20\,\mathrm{mm}$	$n = 1{,}03$ $l = 2\,\mathrm{mm}$	$n = 1{,}05$ $l = 1\,\mathrm{mm}$
$\sigma_{\mathrm{pl}}(\Theta_C + \delta)$	0,46	0,12	0,10
Simulation	0,58	0,11	0,09

Tabelle 5.2: Auflösungen in ps der Aerogele mit unterschiedlichen Brechungsindizes und Dicken mit einem Elektronenimpuls von $4{,}5\,\mathrm{MeV}/c$. Die unterste Zeile zeigt die RMS-Werte von den Verteilungen in Abbildung 5.3(d), welche der Auflösung durch die Simulation entsprechen.

untersucht worden. In diesem Stadium der Untersuchung der Aerogele war bekannt, dass die Elektronen von PITZ einen Impuls von $4{,}5\,\mathrm{MeV}/c$ erreichen. In der Simulation ist ein Aerogelplättchen mit entsprechendem Brechungsindex und zugehöriger Dicke in Vakuum positioniert. Das Aerogel ist von einem Aluminiumkasten umgeben, um den Resonator und die Kathode vor Aerogelsplittern zu schützen. Um den Druck zwischen dem Volumen im und um dem Aluminiumkasten auszugleichen, ist ein Mikrofilter eingesetzt. Zwischen der Elektronenbahn und dem Aerogel ist ein Aluminiumfenster mit einer Dicke von nur $20\,\mu\mathrm{m}$ plaziert, damit das Elektronenpaket das Aerogel möglichst ohne Änderung seiner longitudinalen Verteilung erreicht. Dieses Fenster wird in der Simulation vor dem Aerogel positioniert (siehe Abbildung 5.2). Eine Referenzebene (RE) befindet sich auf der Rückseite des Aerogels, an der die emittierten Cherenkov-Photonen gezählt und zeitlich zugeordnet werden.

Die Akzeptanz des optischen Transportsystems zwischen Radiator und

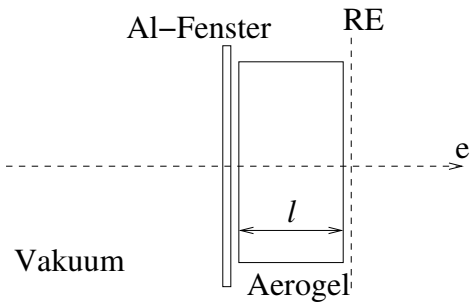


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau der bei der Geant4-Simulation benutzten Elemente

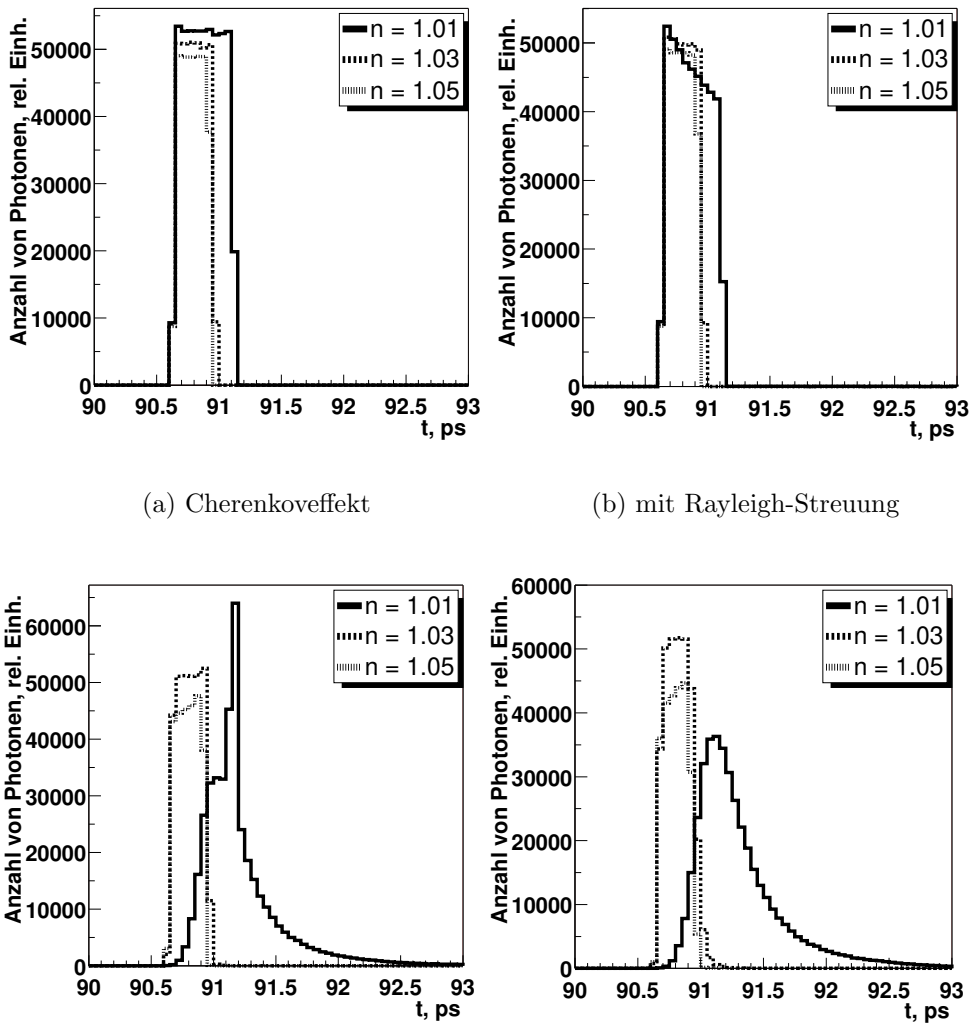
Streak-Kamera liegt innerhalb des Öffnungswinkels von 20^o. Die transversale Objektgröße des Lichtes vom Aerogel wird mit derselben transversalen Größe an der Streak-Kamera abgebildet, wenn das Objekt innerhalb des Akzeptanzradius des optischen Transportsystems von 2 mm liegt. Das Aerogel besitzt einen Radius von 5 mm. In der Simulation werden nur Photonen gezählt, die innerhalb dieser Akzeptanz liegen.

Die physikalischen Prozesse der Simulation beinhalten Cherenkov-Effekt, Rayleigh-Streuung, Vielfachstreuung, Ionisation und Bremsstrahlung. Diese Prozesse werden nacheinander benutzt, um deren Einfluss zu untersuchen. Reflexion und Absorption werden nicht betrachtet. Es wird von einem punktförmigen Elektronenpaket mit 50000 Elektronen ausgegangen, die mit einem Impuls von 4,5 MeV/c in Richtung Aerogel fliegen.

Der einfachste Fall ist die ausschließliche Betrachtung des Cherenkov-Effekts. In Abbildung 5.3(a) sind die longitudinalen Verteilungen der Cherenkov-Photonenpakete mit verschiedenen Brechungsindizes für diesen Fall dargestellt. Innerhalb des Zeitbereiches $t_1 - t_2$ wird eine konstante Anzahl von Photonen emittiert. Dies entspricht der Erwartung von Abbildung 5.1. Die Anzahl der Cherenkov-Photonen sind für unterschiedliche Brechungsindizes etwas unterschiedlich (siehe Abbildung 5.3(a)), weil im Gegensatz zur Betrachtung für Tabelle 5.1 mit einem Impuls von 4,5 MeV/c simuliert wurde.

Die Rayleigh-Streuung der Photonen in Aerogel wurde mit einer Streulänge von 40 mm bei einer Wellenlänge von 400 nm angesetzt. Die longitudinalen Verteilungen der Cherenkov-Photonenpakete für die betrachteten Aerogele mit Rayleigh-Streuung sind in Abbildung 5.3(b) dargestellt. Photonen, die einen längeren Weg innerhalb des Aerogels zurückzulegen haben, besitzen eine höhere Wahrscheinlichkeit der Streuung. Darum ergibt sich eine leichte Verringerung der Intensität für größere Zeiten. Dies gilt besonders für das dickste Aerogel mit $n = 1,01$. Die gestreuten Photonen besitzen einen großen Streuwinkel und bilden einen vernachlässigbaren Untergrund zum Signal. Die FWHM der longitudinalen Verteilungen in Abbildung 5.3(b) haben sich verglichen zu Abbildung 5.3(a) nicht geändert.

Bei der Nutzung von Vielfachstreuung der Elektronen wurden auch Ionisation und Bremsstrahlung in der Simulation eingeschaltet. In Abbildung 5.3(c) sind die zugehörigen longitudinalen Verteilungen der Cherenkov-Photonenpakete für die betrachteten Aerogele dargestellt. Die Verteilung mit $n = 1,01$ ändert ihre Form im Vergleich zur Abbildung 5.3(b) beträchtlich. Eine breite Verteilung mit einem langen Ausläufer bildet sich durch die Streuung der Elektronen bei dem Aerogel mit der größten Dicke heraus. Eine Spitze der Photonenpaketintensität ist bei $n = 1,01$ erkennbar, diese Photonen werden von den ungestreuten Elektronen im letzten Teil des Aerogels erzeugt. Die Verteilungen mit $n = 1,03$ und $n = 1,05$ verändern ihre Form



(a) Cherenkoveffekt

(b) mit Rayleigh-Streuung

(c) mit Vielfachstreuung

(d) mit Aluminiumfenster

Abbildung 5.3: Longitudinale Verteilungen der Cherenkov-Photonenpakete aus Aerogel mit unterschiedlichen Brechungsindizes bei Addition verschiedener Effekte von (a) bis (d), ausgehend von einer punktförmigen Elektronenquelle mit einem Impuls von 4,5 MeV/c

verglichen mit Abbildung 5.3(b) wenig.

Bei Nutzung des Aluminiumfensters werden die Elektronen schon vor dem Eintritt in das Aerogel gestreut. Es ergeben sich longitudinale Verteilungen, die in Abbildung 5.3(d) dargestellt sind. Durch die Streuung der

Elektronen vor dem Aerogel verschwindet die Spitze in Abbildung 5.3(c) für $n = 1,01$. Bei den Aerogelen bewirkt die Streuung am Aluminiumfenster eine geringfügige Verlängerung der Emissionsdauer. Diese Verlängerung ist jedoch klein verglichen mit den vorher betrachteten Effekten. Grund hierfür ist die sehr geringe Dicke des Aluminiumfensters.

In Tabelle 5.2 sind die zeitlichen Auflösungen (RMS) aus den longitudinalen Verteilungen in Abbildung 5.3(d)[1] mit der analytischen Lösung nach Gleichung (5.7) aufgelistet. Die Abschätzung mit Gleichung (5.7) gibt dieselbe Größenordnung der Auflösung an. Aber Gleichung (5.7) ist nur für Gleichverteilungen anwendbar. Darum ergibt sich ein größerer Unterschied für den Fall $n = 1,01$, bei der die Simulation keine Gleichverteilung erzeugt. Weiterhin ergibt das Aerogel mit 20 mm Dicke in der Simulation und der analytischen Lösung die schlechteste Auflösung. Die Auflösungen der anderen beiden Aerogele ist vergleichbar. Der Cherenkov-Winkel von $n = 1,03$ ist kleiner als von $n = 1,05$. Darum ist der Transport der Cherenkov-Photonen vom Radiator zur Streak-Kamera mit $n = 1,03$ leichter. Somit wird Aerogel mit einem Brechungsindex von $n = 1,03$ und einer Dicke von $l = 2\,\text{mm}$ zur Messung der longitudinalen Verteilung der Elektronenpakete bei PITZ verwendet.

5.1.3 Brechungsindex von Aerogel in Vakuum

Aerogel ist ein oft verwendeter Cherenkov-Radiator. Das Verhalten von Aerogel in Vakuum wurde jedoch noch nicht untersucht. Im Folgenden wird eine Messung des Brechungsindex als Funktion des Druckes beschrieben. Die Messung wurde durchgeführt, um den Brechungsindex mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Der Brechungsindex wird für die Überprüfung der Impulsmessung mit dem Dipolmagneten genutzt (siehe Abschnitt 5.2.4).

In Abbildung 5.4 ist der Aufbau der Messung des Brechungsindex als Funktion des Druckes skizziert[2]. Das Licht einer Quelle mit einer Maske durchquert eine Vakuumkammer mit einem Aerogelstück und trifft eine CCD-Kamera. Durch Drehen des Aerogels mit einen Winkel α_A zur optischen Achse verschiebt sich das Bild an der CCD-Kamera. Die Verschiebung x_A ergibt sich zu

$$x_A = \frac{\sin(\alpha_A - \beta_A)}{\cos\beta_A} \cdot l \quad \text{mit} \quad \beta_A = \arcsin\left(\frac{n^{Luft}(p)}{n}\sin\alpha_A\right). \tag{5.8}$$

[1] Die RMS-Werte in Abbildung 5.3(d) beinhalten alle simulierten Effekte und stellen somit die gesamte zeitliche Auflösung durch das Aerogel mit Aluminiumfenster dar.

[2] Die Messung und Analyse ist im Detail in [45] beschrieben

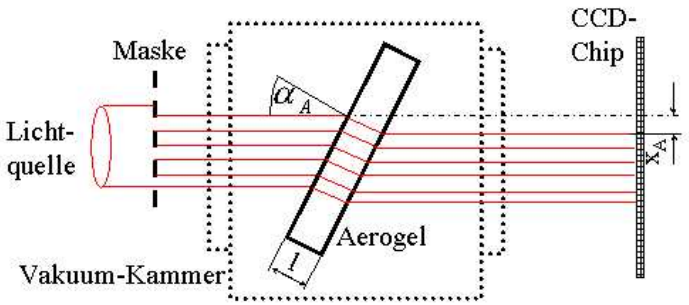


Abbildung 5.4: Schematische Anordnung des Aufbaus zur Messung des Brechungsindex als Funktion des Druckes

Der Brechungsindex in Luft $n^{Luft}(p)$ ist vom Atmosphärendruck bis auf einen Druck im Hochvakuumbereich linear skaliert. Die Kalibration der Bildgröße auf die Objektgröße wurde mit Hilfe des bekannten Abstands ($25\,\mu$m) der Balken der Maske durchgeführt.

Ein Beispiel einer Messung ist in Abbildung 5.5 gezeigt. Sie erfolgte bei Atmosphärendruck. Wegen der relativ großen Dicke des in diesem Experiment verwendeten Aerogels von $l = (10,841 \pm 0,018)\,$mm ergab sich eine große Verschiebung x_A als Funktion des Drehwinkels. In Abbildung 5.5 ist auch die angepasste Gleichung (5.8) dargestellt, welche die Form der Messdaten als Funktion des Drehwinkels nachvollzieht. Aus der angepassten Gleichung wurde der jeweilige Brechungsindex gewonnen.

In Abbildung 5.6 ist der Brechungsindex als Funktion des Druckes dargestellt. Bei Atmosphärendruck wurde ein Brechungsindex von $n = 1,02888 \pm 0,00006_{stat} \pm 0,00005_{syst}$ gemessen. Der statistische Fehler ergibt sich aus dem Fehler der Anpassung der Gleichung (5.8), der systematische Fehler ergibt sich von der Unsicherheit der Dicke des Aerogels. Der Wert des Brechungsindex liegt leicht unter dem Wert von 1,03 der vom Hersteller des Aerogels angegeben wurde. Die folgenden Messungen erreichten diesen Brechungsindex nicht mehr, weil sich nach Aufbewahrung im Vakuum die Eigenschaften des Aerogels ändern. Darum ergab sich der Brechungsindex bei Atmosphärendruck nach der Aufbewahrung im Vakuum zu $n = 1,02840 \pm 0,00006_{stat} \pm 0,00005_{syst}$ (siehe Abbildung 5.6). Wird der Druck verringert, so verkleinert

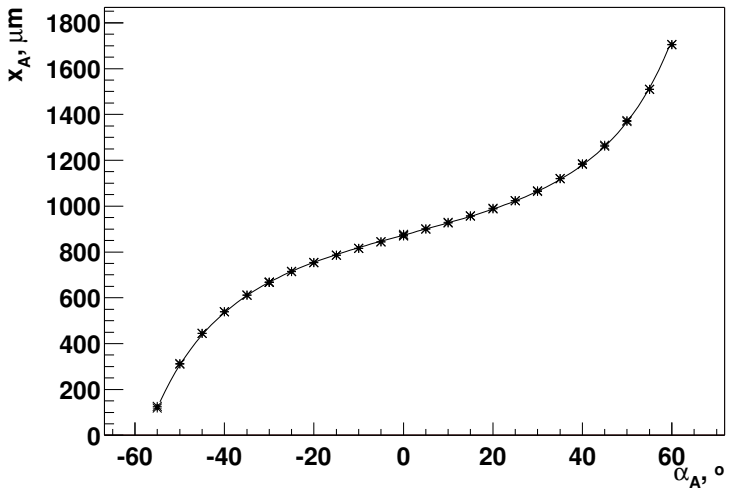


Abbildung 5.5: Verschiebung x_A als Funktion des Drehwinkels α_A bei Atmosphärendruck

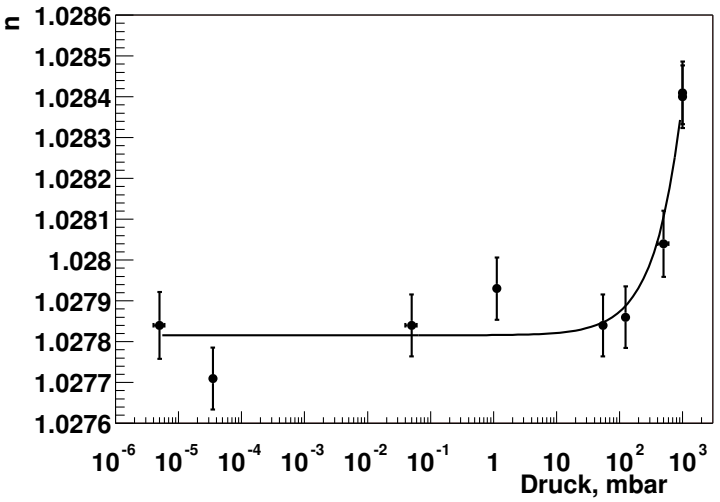


Abbildung 5.6: Brechungsindex von Aerogel als Funktion des Druckes mit einer angepassten Geraden

sich der Brechungsindex. Dies ist ein linearer Prozess. Unter einem Druck von etwa 1 mbar bleibt der Brechungsindex konstant auf einem Wert von $n = 1,02782 \pm 0,00006$.

5.2 Longitudinale Verteilung

Die Elektronen durchqueren das Aerogel und produzieren Cherenkov-Photonen. Die Photonen werden an einem Spiegel im Vakuum in Richtung eines optischen Transportsystems reflektiert. Das optische Transportsystem ist ca. 27 m lang und besteht aus 11 Linsen und mehreren Spiegeln. Das Photonenpaket in der Referenzebene hinter dem Aerogel (vgl. Abbildung 5.2) wird auf den Schlitz der Streak-Kamera abgebildet. Die Linsen des optischen Transportsystems sind chromatisch korrigiert. Das optische Transportsystem ist in [46] detailliert beschrieben.

Nach der Justierung des optischen Transportsystems mit einem Richtlaser konnte die longitudinale Verteilung von Cherenkov-Photonenpaketen an der Streak-Kamera gemessen werden. Die Intensität des Photonenpaketes vergrößert sich, wenn das Elektronenpaket mit den Quadrupolen stärker fokussiert wird und eine bestimmte Fläche des Aerogels trifft, denn nur Photonen innerhalb dieser Fläche sind innerhalb der Akzeptanz des optischen Transportsystems. Darum werden für jede Messung auch die Stromstärken im Hauptsolenoid und in den Ablenkmagneten verändert, bis die maximale Intensität des Photonenpaketes erreicht ist. In Abschnitt 4.6.1 wurde gezeigt, dass die Solenoidstromstärke die Impulsbreite beeinflusst und damit eine Korrelation im longitudinalen Phasenraum ergibt. Dies ist aber nur auf den Verlust von Elektronen zurückzuführen. Ansonsten ist der Einfluss der Magnetfelder von Solenoiden und Ablenkmagnete auf die longitudinale Verteilung gering. Darum ist eine geringe Beeinflussung der longitudinale Verteilung durch die Veränderung der Magnetfeldstärken zu erwarten. In Abbildung 5.7 ist ein Beispiel der longitudinalen Verteilung eines einzelnen Photonenpaketes zu sehen, dass durch Konversion des Elektronenpaketes in Aerogel entstand. Das Signal ist stark verrauscht, doch ein eindeutiges Signal ist zu erkennen. An die Verteilung ist eine Normalverteilung angepasst. Am Beginn der Verteilung ist ein steilerer Anstieg zu erkennen, als am Ende des Photonenpaketes. Die Standardabweichung der Regressionsrechnung (σ) wird als zeitliche Länge des Photonenpaketes genutzt.

5.2.1 Zeitliche Fluktuation

Um das Signal zu verstärken, werden mehrere longitudinale Verteilungen in der Streak-Kamera überlagert. Dazu müssen die einzelnen Photonenpakete definierte zeitliche Abstände besitzen. Statistische Fluktuationen der Zeitsteuerung, des Lasersystems, der Verstärkung der Feldamplitude des hochfrequenten Feldes und des gesamten Messsystems sind mögliche Ursachen von zeitlichen *Verschmierungen*. Bei einer großen zeitlichen Fluktuation muss die

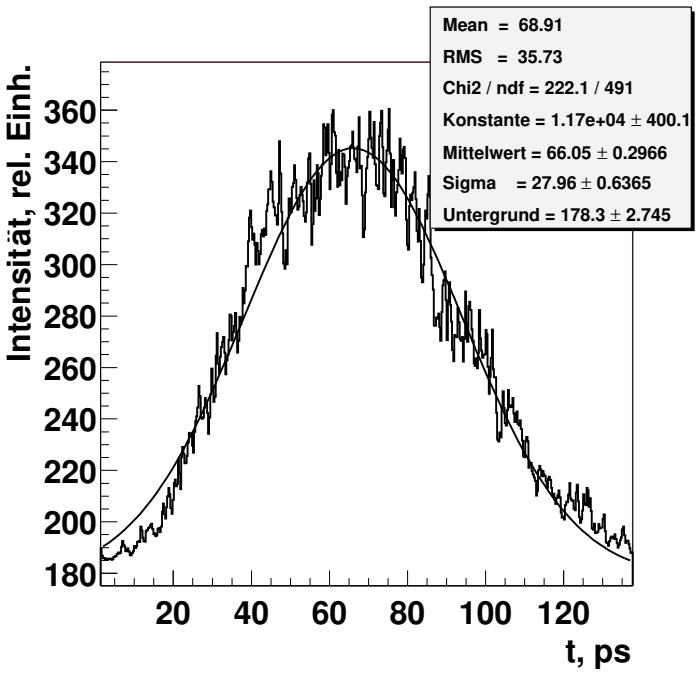


Abbildung 5.7: Longitudinale Verteilung eines Photonenpaketes an der Streak-Kamera mit einer angepassten Normalverteilung

zeitliche Länge des Photonenpaketes bei Vergrößerung der Anzahl der verwendeten Elektronenpakete größer werden. In Abbildung 5.8 ist die zeitliche Länge der Photonenpakete als Funktion der verwendeten Laserpulse pro Pulszug aufgetragen. Dabei wurden die Photonenpakete in einem Pulszug zu einer Verteilung in der Streak-Kamera addiert. Die Fehlerbalken sind die Standardabweichungen von jeweils zehn Messungen. Die Abbildung 5.8 zeigt, dass keine Vergrößerung der zeitlichen Länge mit der Addition von Photonenpulsen stattfindet. Demnach sind die statistischen Fluktuationen gering.

Ein weiterer Test fand mit 100 einzelnen Pulsen statt. Jedes Paket erhielt nach der Messung mit der Streak-Kamera eine mittlere zeitliche Position. Diese mittlere zeitliche Position besitzt eine Standardabweichung von $\sigma_{Fluktuation} = 0,99\,\mathrm{ps}$. Allerdings besitzt die mittlere Standardabweichung dieser Verteilungen (ein Beispiel ist in Abbildung 5.7 zu sehen) eine Größe von $\sigma = (27,9 \pm 1,3_{stat})\,\mathrm{ps}$. Die Auflösung der Streak-Kamera bei dieser Messung beträgt $\delta T_{streak} = 1,8\,\mathrm{ps}$. Demnach ist die zeitliche Fluktuation kleiner als die statistischen Änderungen der zeitlichen Länge und der Auflösung des Messsystems. In den weiteren Messungen wird $\sigma_{Fluktuation}$ als zusätzlicher

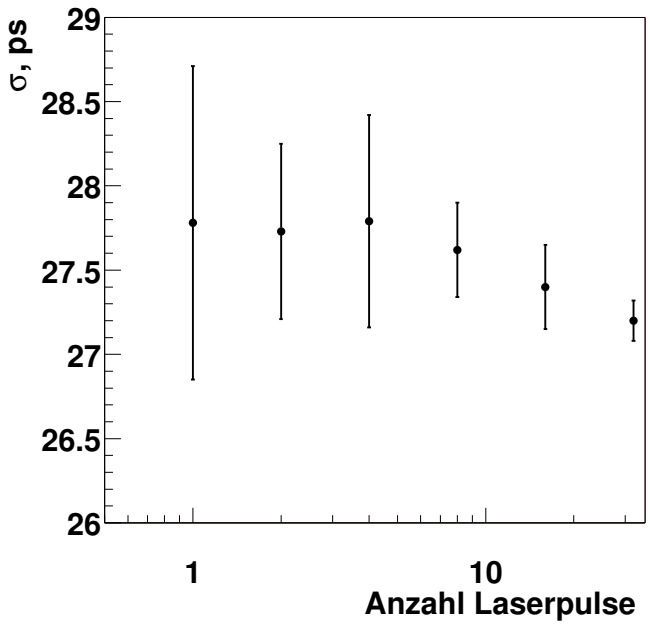


Abbildung 5.8: Zeitliche Länge der Photonenpakete an der Streak-Kamera als Funktion der pro Pulszug verwendeten Laserpulse

Beitrag zur Auflösung des Messsystems verwendet, wenn mehrere Pakete mit der Streak-Kamera überlagert werden.

5.2.2 Dispersion, Emissionsspektrum und sphärische Aberration

Die Linsen des optischen Transportsystems sind chromatisch korrigiert. Trotzdem wird ihr Beitrag zur Dispersion des Lichtpaketes überprüft. Dazu wurden Farbfilter verwendet, die eine hohe Transmission ab einer Schwellenwellenlänge λ_S besitzen. Wellenlängen unter λ_S werden nicht transmittiert. Bei Nutzung von Filtern wird die Intensität der Photonenpakete an der Streak-Kamera gering, so dass es notwendig ist, mehrere Pakete zu überlagern. In Abbildung 5.9 sind die FWHM der Photonenpaketlängen als Funktion unterschiedlicher Farbfilter aufgetragen. Hier wurden die FWHM als zeitliches Längenmaß verwendet, weil kürzer werdende Photonenpakete nicht mehr normalverteilt sind. Die Fehlerbalken sind die Standardabweichungen von jeweils zehn Messungen. Der Wert bei $\lambda_S = 400\,\mathrm{nm}$ ist ohne Filter. Die Intensität bei der Schwellenwellenlänge von 715 nm ist gering, trotz Überlage-

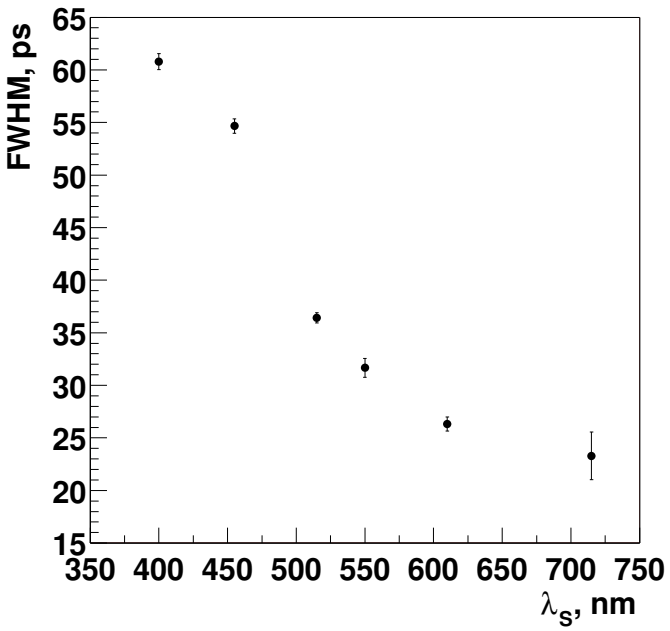


Abbildung 5.9: Zeitliche Länge der Photonenpakete an der Streak-Kamera als Funktion der Schwellenwellenlänge

rung von 400 Pulsen. Darum ist die statistische Schwankung bei $\lambda_S = 715\,\mathrm{nm}$ groß. Eine deutliche Verringerung der Photonenpaketlänge um einen Faktor 2,5 zwischen dem Strahlendurchgang ohne Filter und der Nutzung des Filters mit der größten Schwellenwellenlänge ist in Abbildung 5.9 zu erkennen. Darum ist trotz chromatisch korrigierter Linsen noch Dispersion zu beobachten.

Die Messung der zeitlichen Fluktuation wurde ohne Filter durchgeführt. Darum ist die zeitliche Länge des Photonenpaketes verglichen zu $\sigma_{Fluktuation}$ groß. Die Messung der Fluktuation kann nicht mit dem Einsatz von Filtern verbessert werden, weil die Intensität nicht ausreicht, um ein einzelnes Paket zu beobachten.

Die letzten drei Linsen des optischen Transportsystems wurden entfernt, um deren Einfluss auf die Dispersion zu beobachten. Dadurch verringerte sich zwar die Intensität, aber auch die Photonenpaketlänge. Die Eingangsoptik der Streak-Kamera nach dem Schlitz wurde auch entfernt, und auch hier wurde eine Verringerung der Photonenpaketlänge beobachtet. Darum trägt jede dieser Linsen zur Dispersion bei.

Interferenzfilter mit kleiner Bandbreite lassen detailliertere Untersuchungen zu. In Abbildung 5.10 sind die Photonenpaketlängen als Funktion der

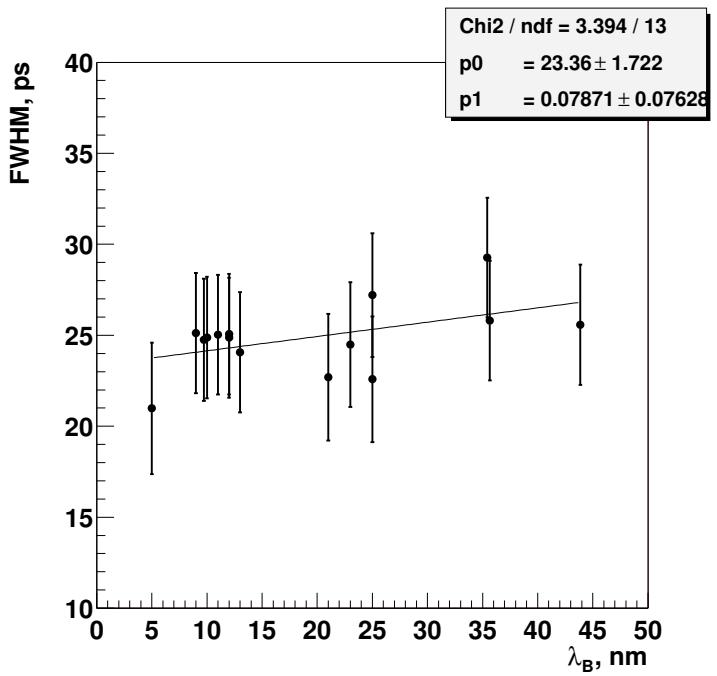


Abbildung 5.10: Zeitliche Länge der Photonenpakete an der Streak-Kamera als Funktion der Bandbreite der Interferenzfilter mit einer angepassten Geraden. Die mittleren Wellenlängen λ_I der Interferenzfilter sind in Abbildung 5.11 gezeigt, wobei dort die normierten Intensitäten als Funktion von den λ_I aufgetragen sind.

Bandbreite λ_B aufgetragen. Die Fehlerbalken sind die Standardabweichungen von jeweils zehn Messungen und den systematischen Unsicherheiten: $\delta T_{streak} = 1,38\,\text{ps}$ und $\sigma_{Fluktuation} = 0,99\,\text{ps}$. Die beiden systematischen Anteile wurden als normalverteilt angenommen, d. h. die systematischen Fehler wurden entsprechend dem Unterschied von FWHM und Standardabweichung der Normalverteilung mit dem Faktor 2,355 vergrößert.

Bei Verkleinerung der Bandbreite wird, wie in Abbildung 5.10 zu erkennen ist, der Einfluss der Dispersion auf die Elektronenpaketlänge verringert. Eine angepasste Gerade der Art $\text{FWHM} = p0 + p1 \cdot \lambda_B$ zeigt, dass mit einer Steigung von $p1 = 0,079\,\text{ps}$ pro Bandbreitenwellenlänge in nm die FWHM überschätzt ist. Folgende Messungen sind mit einer Bandbreite von 11 nm und 12 nm durchgeführt worden, dies bedeutet eine zusätzlichen Verbreiterung der longitudinalen Verteilung von $\Delta\text{FWHM}_{Dispersion}(11\,\text{nm}) = 0,87\,\text{ps}$ und $\Delta\text{FWHM}_{Dispersion}(12\,\text{nm}) = 0,94\,\text{ps}$. Bei Annahme einer Normalverteilung ergibt sich eine Auflösung von $\sigma_{Dispersion}(11\,\text{nm}) = 0,37\,\text{ps}$

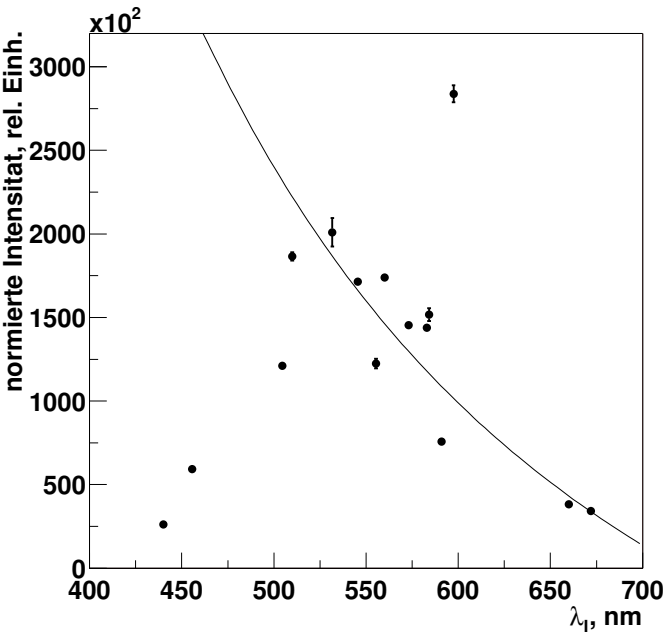


Abbildung 5.11: Normierte Intensität der Photonenpakete an der Streak-Kamera als Funktion der Wellenlänge der Interferenzfilter. An den Daten zwischen 500 nm und 700 nm ist ohne den Wert der Intensität bei $\lambda_I = 597\,\text{nm}$ die Gleichung (5.1) angepasst.

und $\sigma_{Dispersion}(12\,\text{nm}) = 0,40\,\text{ps}$.

Die Intensitäten der Photonenpakete an der Streak-Kamera mit Nutzung der Interferenzfilter lässt sich zur Messung des Emissionsspektrums des Cherenkov-Radiators nutzen. In Abbildung 5.11 sind die Intensitäten der Photonenpakete an der Streak-Kamera als Funktion der Wellenlänge der Interferenzfilter λ_I dargestellt. Die Filter besitzen innerhalb ihres Durchlassfensters keine hundertprozentige Transmission und unterschiedliche Bandbreiten. Beide Effekte sowie die frequenzabhängige Quanteneffizienz der Kathode der Streak-Kamera und die Transmission der Eingangsoptik wurden im folgenden durch eine Normierung berücksichtigt. Weiterhin sind die Standardabweichungen von jeweils zehn Messungen pro Filter als Fehlerbalken eingezeichnet. Die Intensität bei 597 nm ist höher als der Trend. Die Bandbreite dieses Filters von 11 nm zeigt denselben Trend der FWHM in Abbildung 5.10 wie die anderen Filter. Darum ist die normierte Intensität dieses Filters vermutlich auf eine falsche Transmissionsangabe des Herstellers zurückzuführen. Die Intensitäten der Filter mit 440 nm und 456 nm sind ge-

gen den Trend zu niedrig. Ein unbekannter Einfluss des optischen Transportsystems zwischen Aerogel und Kathode der Streak-Kamera könnte eine Verringerung der Transmission in diesem Bereich verursachen. An den restlichen Daten ist die Gleichung (5.1) angepasst und in Abbildung 5.11 eingezeichnet. Die Gleichung (5.1) kann die normierten Intensitäten als Funktion von λ_I nachvollziehen, darum ist eine Emission nach dem Cherenkov-Effekt erkennbar. In Abbildung 5.11 ist weiterhin erkennbar, dass ein geeigneter Filter eine Wellenlänge um 530 nm besitzen sollte. Der Filter mit 532 nm zeigt den größten Fehler, weil dies der Filter mit kleinster Bandbreite von 5 nm ist und darum ein Signal mit schwacher Intensität liefert. Nach Normierung ist die Intensität entsprechend erhöht.

Um den Einfluss der sphärischen Aberration auf die longitudinale Verteilung zu untersuchen wurde der Laserstrahl zur Erzeugung der Photoelektronen im Injektor in das optische Transportsystem zwischen Aerogel und Streak-Kamera eingekoppelt. Dazu wurde der Laserpuls transversal mit einer weiteren Linse aufgeweitet. Die longitudinale Verteilung des Laserpulses, entsprechend Abbildung 4.3, veränderte sich nicht. Darum kann der Einfluss der sphärischen Aberration auf die longitudinale Verteilung vernachlässigt werden.

5.2.3 Vergleich Cherenkov- mit OTR-Photonenpakete

In Abbildung 5.12 ist ein Vergleich der longitudinalen Verteilung der Photonenpakete vom Aerogel mit denen aus einer Aluminiumfolie (d. h. OTR-Effekt) dargestellt. Bei dem OTR-Effekt tritt keine Verlängerung des Photonenpaketes durch eine Dicke auf, weil die Emission nur an der Metalloberfläche stattfindet. Bei dieser Messung wurde ein Interferenzfilter mit $\lambda_I = 510\,\text{nm}$ und $\lambda_B = 11\,\text{nm}$ benutzt. Die Hochfrequenzphase wurde so gewählt, dass der höchste mittlere Elektronenpaketimpuls erreicht wurde. Die Magnete wurden so eingestellt, dass die Intensität der Photonenpakete an der Streak-Kamera maximal ist. Das Signal vom OTR-Schirm ist im Gegensatz zum Signal vom Aerogel stark verrauscht, weil sich die Intensitäten um einen Faktor von etwa 1000 unterscheiden. Am Ende beider Verteilungen ist noch ein schwaches Signal zu erkennen. Dieses Signal ist auf eine zweite Transmissionsspitze des Interferenzfilters zurückzuführen, das bei 420 nm auch Photonen transmittiert. Diese Photonen laufen aufgrund der Dispersion den Photonen von etwa 510 nm hinterher, aber mit kleinerer Intensität. Insgesamt ist aus Abbildung 5.12 erkennbar, dass beide Verteilungen dieselbe Form besitzen. Demnach ist entsprechend den Vorüberlegungen die zeitliche Auflösung der Cherenkov-Photonenpakete vom Aerogel mit dem OTR-Effekt vergleichbar. Die gute zeitliche Auflösung der Messung mit Aerogel stimmt

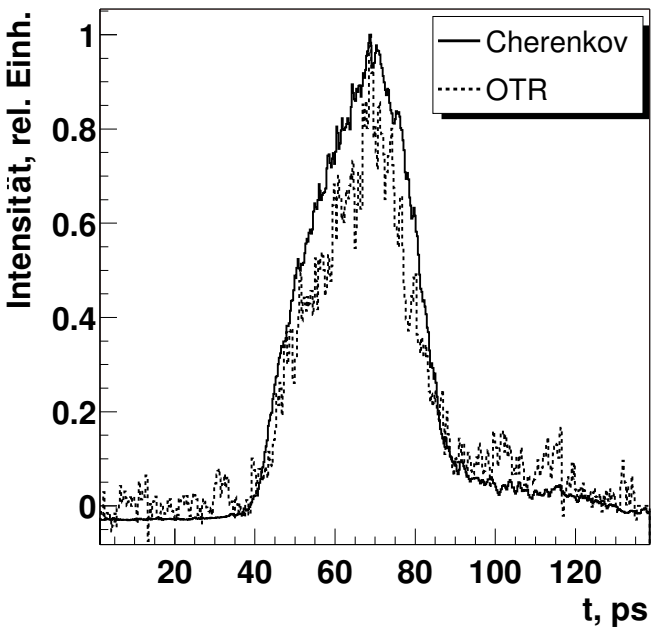


Abbildung 5.12: Vergleich der longitudinalen Verteilung der Photonenpakete an der Streak-Kamera von Aerogel und von dem OTR-Schirm mit Interferenzfilter

mit der Berechnung in Tabelle 5.2 überein.

5.2.4 Überprüfung der Impulswerte durch den Cherenkov-Effekt

Der Cherenkov-Effekt in Aerogel gibt die Möglichkeit, die Impulsmessung mit dem Dipol unabhängig zu überprüfen. Nach Gleichung (5.1) ist die Anzahl der Cherenkov-Photonen proportional zu

$$N_{ph} \propto \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right). \tag{5.9}$$

Die Impulsmessung ergibt β und mit der Streak-Kamera wird die relative Anzahl der Cherenkov-Photonen gemessen. Die absolute Anzahl von Photonen wurde nicht gemessen, weil die Photonen in der Streak-Kamera in Elektronen umgewandelt und mit der Mikrokanalplatte vervielfältigt werden. Das verwendete Aerogel, welches hier genutzt wird, soll einen Brechungsindex

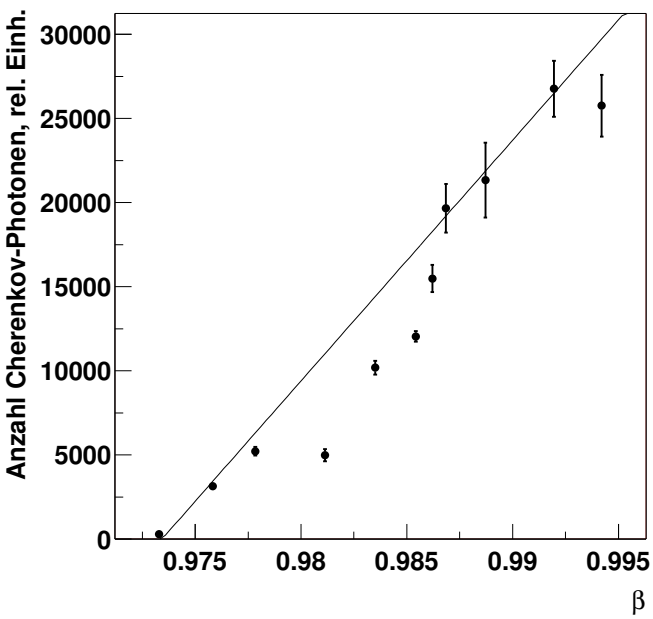


Abbildung 5.13: Anzahl der Cherenkov-Photonen als Funktion der Geschwindigkeit β. Die Gerade kennzeichnet die minimale Obergrenze der Anzahl der Cherenkov-Photonen.

von 1,03 nach Angabe des Herstellers besitzen. Dies trifft auf das Aerogel, bei welchem der Brechungsindex als Funktion des Druckes gemessen wurde, auch zu. Allerdings wurde dieses Aerogelstück von einem anderen Hersteller produziert und unterlag einer längeren Lagerung. Der Brechungsindex des Aerogels in Vakuum ist $n = 1,02782 \pm 0,00006$, wie in Abschnitt 5.1.3 beschrieben. In dieser Messung wird angenommen, dass beide Aerogele dasselbe Verhalten des Brechungsindex als Funktion des Druckes besitzen.

In Abbildung 5.13 ist das Ergebnis der Messung gezeigt. Die Fehlerbalken ergeben sich aus den statistischen Schwankungen von jeweils zehn Messungen. Große statistische Schwankungen der Intensitäten der Photonenpakete sind bei relativ großen β zu erkennen. Bei diesen Impulsen wird der Cherenkov-Winkel größer. Kleine transversale Schwankungen des Elektronenpaketes verändern die Emissionsfläche am Aerogel. Photonen werden durch die transversalen Schwankungen ausserhalb der Akzeptanz des optischen Transportsystems emittiert und tragen nicht zur longitudinalen Verteilung bei. Darum ergeben kleine transversale Schwankungen des Elektronenpaketes bei großem β große Intensitätsschwankungen der Photonenpakete an

der Streak-Kamera.

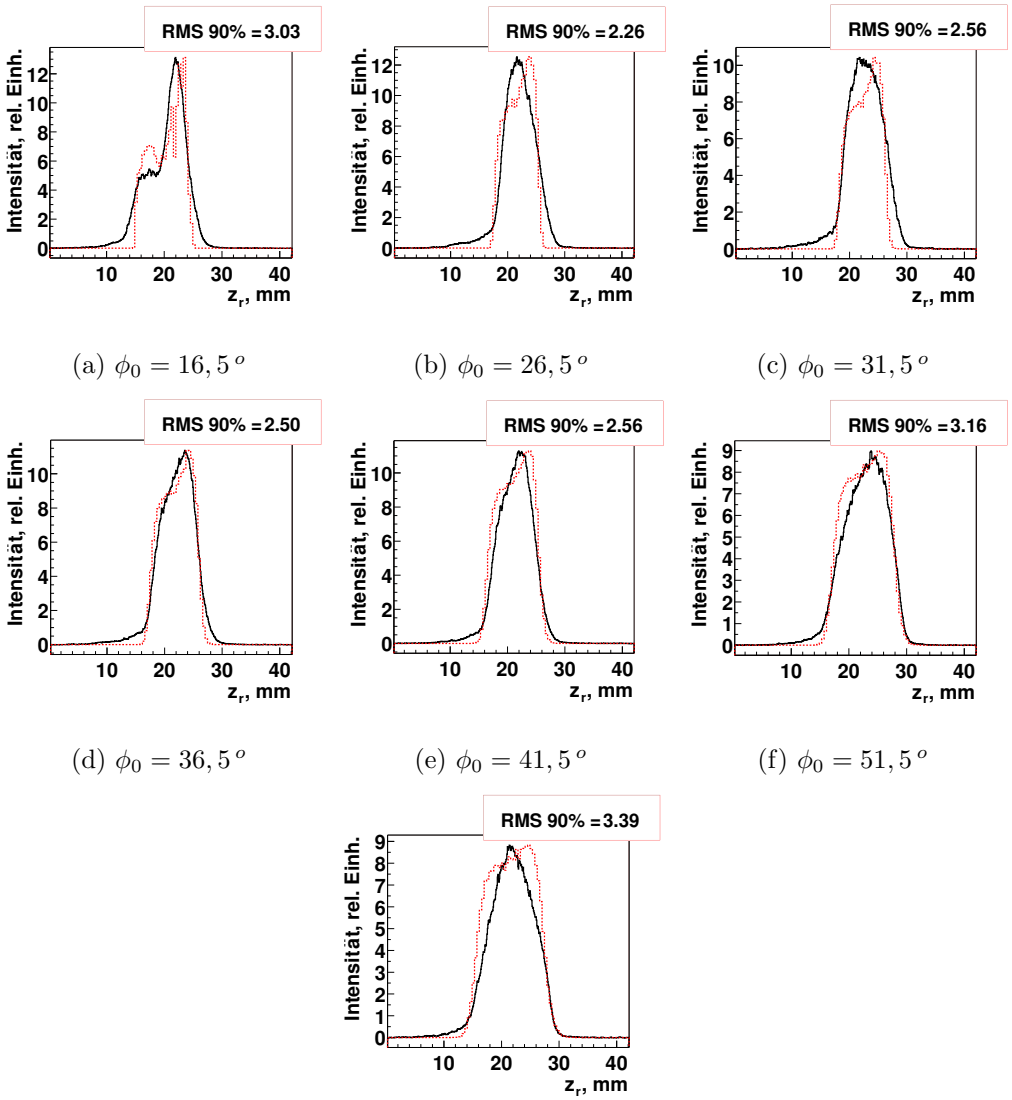
Der Hauptsolenoid, die Ablenkmagnete und das Quadrupoltriplett mussten für jede Messung neu eingestellt werden, um die höchste Intensität von Photonenpaketen an der Streak-Kamera zu erreichen. Die Intensität bei $\beta = 0,981$ weicht deutlich von dem Trend der anderen Messdaten ab. Das ist vermutlich auf eine ungenügende Fokussierung des Elektronenpaketes am Aerogel zurückzuführen.

Mit dem Brechungsindex von $n = 1,02782 \pm 0,00006$ und dem gemessenen Bereich von β ist die Anzahl der Photonen als Funktion von β linear. Darum ist in Abbildung 5.13 auch eine Gerade eingezeichnet. Diese Gerade kennzeichnet eine minimale Obergrenze der Anzahl der emittierten Cherenkov-Photonen als Funktion von β, denn kleinere Intensitäten ergeben sich durch eine nicht genügende Fokussierung des Elektronenpaketes. Bei $\beta = 0,973$ ist eine schwache aber noch erkennbare Intensität gemessen worden. Dies dominiert den Schnittpunkt der Geraden mit einem Intensitätswert von Null. Darum ergibt diese Messung den Schwellenwert, bei dem der Cherenkov-Effekt einsetzt, von $\beta_S = 0,973 \pm 0,001$ (der Fehler wurde aus Abbildung 5.13 abgeschätzt, der Fehler durch die Unsicherheit der Impulsmessung ist um einen Faktor 2 kleiner). Das ist vergleichbar mit dem erwarteten Wert durch den Brechungsindex von $n = 1,02782 \pm 0,00006$, welches einen Schwellenwert von $\beta_S = 0,97293 \pm 0,00006$ ergibt. Zwar wurde bei dieser Messung nicht dasselbe Aerogel verwendet, wie bei der Messung des Brechungsindex als Funktion des Druckes, aber das Ergebnis zeigt einen vergleichbaren Schwellenwert. Würde die Impulsmessung falsche Werte liefern, würde sich ein anderes β_S ergeben. Also bestätigt und präzisiert[3] diese Messung die Impulsmessung mit dem Dipol.

5.2.5 Vergleich der longitudinalen Verteilung des Elektronenpaketes mit den Simulationsergebnissen

Das System aus Aerogel, optischem Transportweg und Streak-Kamera wird zur Messung der longitudinalen Verteilung des Elektronenpaketes genutzt. Ein Parameter, der die longitudinale Verteilung ändert, ist die Hochfrequenzphase ϕ_0. In Abbildung 5.14 sind die longitudinalen Verteilungen der Elektronenpakete für verschiedene Hochfrequenzphasen mit den jeweiligen Simulationsergebnissen dargestellt. Eine z_r-Koordinate ist an den Abszissen in Abbildung 5.14 aufgetragen, welche mit Ausnahme eines willkürlichen Ver-

[3]Die relative Unsicherheit der Impulsmessung durch $\beta_S = 0,97293 \pm 0,00006$ ergibt 0,1 %, welche eine Größenordnung kleiner als die in Abschnitt 4.3 beschriebene systematische Unsicherheit ist.



(a) $\phi_0 = 16,5\,^o$ (b) $\phi_0 = 26,5\,^o$ (c) $\phi_0 = 31,5\,^o$

(d) $\phi_0 = 36,5\,^o$ (e) $\phi_0 = 41,5\,^o$ (f) $\phi_0 = 51,5\,^o$

(g) $\phi_0 = 56,5\,^o$

Abbildung 5.14: Longitudinale Verteilungen der Elektronenpakete (Messung: durchgezogene Linie, Simulation: gepunktete Linie) bei unterschiedlichen Hochfrequenzphasen. Die Gesamtladung der Elektronenpakete ist jeweils 1,0 nC. Die longitudinale Verteilung des Laserpulses besitzt eine *Flat-Top*-Form. Die angegebenen Werte sind die Messergebnisse der Elektronenpaketlänge. Die Längen der Verteilungen der Messung und der Simulation sind in Tabelle D.4 im Anhang aufgelistet.

satzes gleich der z-Koordinate des PITZ-Koordinatensystems ist. Der Anfang des Elektronenpaketes liegt auf der rechten Seite der jeweiligen Verteilung.

Die Messung der longitudinalen Verteilungen erfolgte unter denselben Bedingungen wie die beschriebene Messung zur Abbildung 4.23. Es wurden für jede Phase die Impulsverteilung und die longitudinale Verteilung gemessen. Die Abbildungen 4.23 und 5.14 zeigen die Projektionen des longitudinalen Phasenraums.

Für die Messung, deren Ergebnisse in Abbildung 5.14 dargestellt sind, wurden im Gegensatz zur Messung der Impulsverteilungen andere Stromstärken im Hauptsolenoid sowie das Quadrupoltriplett verwendet. Dadurch wurde die Intensität der Cherenkov-Photonenpakete durch stärkere Fokussierung vergrößert. Die unterschiedliche transversale Fokussierung verändert die longitudinale Verteilung der Elektronenpakete nicht. In der jeweiligen Simulation wurden die entsprechenden Magnetfelder beachtet. Die zugehörigen Simulationsparameter sind in Anhang C.2 aufgelistet.

In Abbildung 5.14(a) ist eine hohe Intensität am Anfang des Elektronenpaketes mit einer Intensitätsschulter am Ende zu erkennen. Dieses Verhalten deutet auf eine starke Nichtlinearität im longitudinalen Phasenraum hin. Bei dieser Phase ist der Einfluss der Raumladung groß, weil die Feldstärke zum Zeitpunkt der Emission an der Kathode gering ist. Die Simulation zeigt dasselbe Verhalten. Der Beginn und das Ende des simulierten Paketes besitzt schärfere Grenzen. Dies ist auf die endliche zeitliche Auflösung der Messung zurückzuführen.

Ein Ausläufer am Ende der gemessenen Verteilungen in Abbildung 5.14, ähnlich wie in Abbildung 5.12, ist unterdrückt, weil ein anderer Interferenzfilter ohne zweite Transmissionsspitze zum Einsatz kam. Der verwendete Filter besitzt die höchste Transmission bei der Wellenlänge von $\lambda_I = 546\,\mathrm{nm}$ mit einer Bandbreite von $\lambda_B = 12\,\mathrm{nm}$.

Die longitudinalen Verteilungen der beiden nächsthöheren Hochfrequenzphasen zeigen Unterschiede bei hohen Intensitäten. In diesen Fällen ist es nicht gelungen, den Hauptteil des Lichtes vom Elektronenpaket bis zur Streak-Kamera zu leiten. Die Breiten der Verteilungen sind annähernd gleich groß.

Die gemessenen und simulierten Verteilungen zwischen $36{,}5^o$ und $51{,}5^o$ zeigen dasselbe Verhalten, eine hohe Intensität am Anfang und eine kleine Intensitätsschulter am Ende des Paketes. Verglichen mit Abbildung 5.14(a) ist hier die Feldstärke bei der Emission an der Kathode höher. Die Nichtlinearität durch Raumladung verringert sich. Aber der Einfluss der Änderung des hochfrequenten Feldes ist in diesem Fall größer.

In Abbildung 5.14(g) besitzen die gemessenen und simulierten Verteilungen Unterschiede bei hohen Intensitäten. In diesem Fall ist die transversale Größe des Elektronenpaketes an der Position des Aerogels groß, denn die

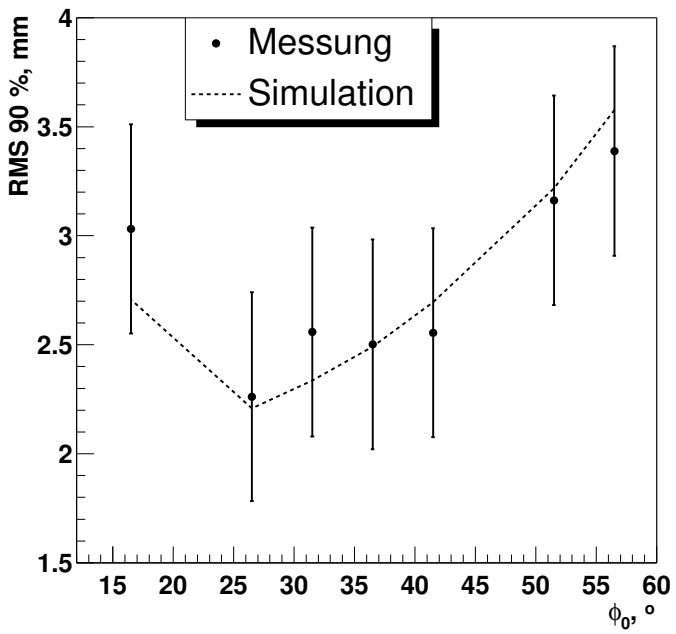


Abbildung 5.15: Elektronenpaketlänge in RMS 90 % als Funktion der Hochfrequenzphase. Die entsprechende Simulation ist als Linie eingezeichnet. Die Gesamtladung der Elektronenpakete ist jeweils 1,0 nC. Die longitudinale Verteilung des Laserpulses besitzt eine *Flat-Top*-Form.

große Impulsbreite (vgl. Abbildung 4.25) erschwert die Fokussierung durch Magnetfelder. Darum gehen Cherenkov-Photonen, die transversal weit vom Elektronenpaketmittelpunkt erzeugt werden, verloren. Das ergibt eine andere gemessene longitudinale Verteilung als das Simulationsergebnis.

Messungen von longitudinalen Verteilungen mit höherer Hochfrequenzphase können nicht die wirkliche longitudinale Verteilung der Elektronenpakete nachvollziehen, weil das Paket wegen der großen Impulsbreite nicht mehr genügend fokussiert werden kann.

In Abbildung 5.15 sind die longitudinalen Breiten der Verteilungen von Abbildung 5.14 als Funktion der Hochfrequenzphase dargestellt. Die Breiten der Elektronenpakete in Abbildung 5.15 sind in RMS 90 % aufgetragen, um den Einfluss der gemessenen Ausläufer auf den RMS-Wert zu verkleinern. Die Fehlerbalken in Abbildung 5.15 ergeben sich aus den statistischen und systematischen Fehlern. Die statistischen Fehler sind um eine Größenordnung kleiner, als die systematischen Fehler. Der systematische Fehler setzt sich aus $\delta T_{streak} = 1,4\,\mathrm{ps}$, $\sigma_{Fluktuation} = 0,99\,\mathrm{ps}$, $\sigma_{Dispersion}(12\,\mathrm{nm}) = 0,40\,\mathrm{ps}$ und

$\sigma(\Theta_C + \delta) = 0,12\,\text{ps}$ zusammen. Dies ergibt nach quadratischer Addition in Längeneinheiten eine Auflösung von 0,53 mm. Durch die Nutzung von dem RMS 90 % verringert sich der systematische Fehler bei Annahme einer Normalverteilung mit einem Faktor von 0,91.

Entsprechend den Verteilungen in Abbildung 5.14 stimmen die Längen der Elektronenpakete in Abbildung 5.15 mit den Simulationsergebnissen überein.

Das Verhalten der Elektronenpaketlänge als Funktion der Hochfrequenzphase entspricht der Diskussion in Abschnitt 4.6.2. Es ergibt sich eine Hochfrequenzphase, bei der die Elektronenpakete am kürzesten sind[4]. Dieselbe Hochfrequenzphase besitzt auch die kleinste Impulsbreite (vgl. Abbildung 4.25). Diese Phase ist ca. 10^o kleiner als die Phase mit höchstem Impuls (vgl. Abbildung 4.24).

[4]Die minimale Elektronenpaketlänge bei 1 nC beträgt FWHM $= (6,31 \pm 0,14_{stat} \pm 1,24_{syst})$ mm, dies entspricht einer Dauer von FWHM $= (21,04 \pm 0,45_{stat} \pm 4,14_{syst})$ ps

Kapitel 6

Design für die Messung des vollständigen longitudinalen Phasenraumes

Bisher sind die Projektionen des longitudinalen Phasenraumes, d. h. die Impuls- und longitudinale Verteilung, gemessen worden (siehe Abbildungen 4.23 und 5.14). Es zeigen sich unterschiedliche Verteilungen für unterschiedliche Hochfrequenzphasen. Um den Ursprung dieser Verteilungen zu interpretieren ist es notwendig, den longitudinalen Phasenraum zu messen. Insbesondere würde die Verteilung des Elektronenpaketes im longitudinalen Phasenraum auf die Ursache der Nichtlinearitäten hinweisen, denn unterschiedliche Effekte bewirken unterschiedliche Verteilungen (vgl. Abbildungen 3.6 und 3.7). Die longitudinale Emittanz, also die von den Elektronen aufgespannte Fläche im longitudinalen Phasenraum, kann nur mit der Korrelation von Impuls- und longitudinaler Verteilung des Elektronenpaketes bestimmt werden (siehe Gleichung (3.15)). Darum muss die Korrelation gemessen werden. Eine simultane Messung der Impuls- und longitudinalen Verteilung des Elektronenpaketes beinhaltet diese Information und ist im dispersiven Arm möglich.

Im Folgenden wird der Messaufbau beschrieben. Dazu wird nur ein Teil des von einem Cherenkov-Radiator emittierte Lichtes genutzt. Dabei sind besondere Neigungswinkel von Radiator und Spiegel im Vakuum zur Elektronenbahnrichtung notwendig. Es wird auf die Veränderung der Elektronenpaketlänge durch die Impulsbreite eingegangen und es werden die Beiträge der Radiatoren zur Zeit- und Impulsauflösung berechnet. Danach folgt ein vorbereitender Test für die Messung, indem die longitudinalen Verteilungen der Photonenpakete von einem Teil des Cherenkov-Lichtes mit der Messung mit dem gesamten Cherenkov-Konus verglichen wird.

6.1 Aufbau

In Abbildung 6.1 ist der Aufbau der Messung des longitudinalen Phasenraumes dargestellt. Das Elektronenpaket durchquert nach der Ablenkung

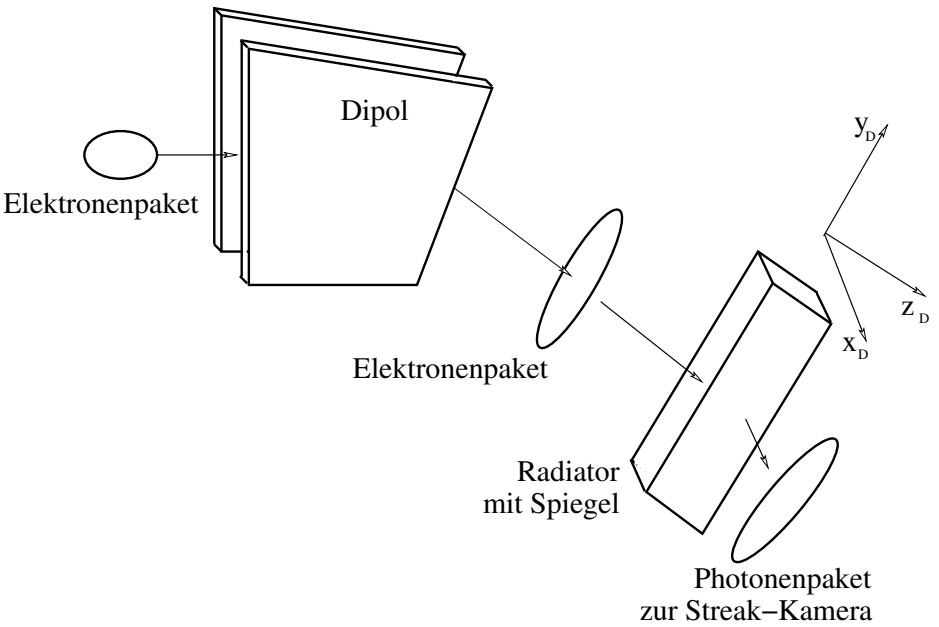


Abbildung 6.1: Schematische Anordnung des Aufbaus zur Messung des longitudinalen Phasenraumes

durch das Magnetfeld des Dipols einen Cherenkov-Radiator. Die Cherenkov-Photonen werden mit Hilfe eines Spiegels aus dem dispersiven Arm reflektiert und zur Streak-Kamera geleitet. Entlang der Koordinate y_D verteilen sich die unterschiedlichen Impulse eines Elektronenpaketes, entlang der Koordinate z_D die longitudinale Struktur eines Paketes. Das optische Transportsystem soll die y_D-Koordinate entlang des Schlitzes der Streak-Kamera abbilden, dadurch ergibt sich, dass die bisher nicht beachtete transversale Achse der Streak-Kamera für die Impulsmessung benutzt wird. Weiterhin wird die longitudinale Verteilung des Elektronenpaketes, wie in Kapitel 5 beschrieben, von der Streak-Kamera gemessen.

6.2 Veränderung der Elektronenpaketlänge durch die Impulsbreite

Die unterschiedlichen Impulse der Elektronen innerhalb eines Paketes verursachen eine Veränderung der Paketlänge. Vor dem Dipol sollen zwei Elektronen den Abstand von $\Delta z_0 = z_{10} - z_{20}$ mit den relativen Impulsen von p_1/p_0 und p_2/p_0 besitzen. Im dispersiven Arm ergibt sich der Abstand zu

$$\Delta z = \Delta z_0 + R_{56} \cdot \frac{\Delta p}{p_0}. \tag{6.1}$$

Dabei sind $\Delta p/p_0 = (p_1 - p_2)/p_0$ und $R_{56} = (-63,2 \pm 1,6)\,\mathrm{mm}$ ein Transport-Matrix-Element erster Ordnung (siehe Anhang E). Besitzt das erste Elektron einen höheren Impuls als das zweite Elektron so bedeutet dieser Aufbau eine Verkürzung des Elektronenpaketes. Weitere Effekte, z. B. höherer Ordnung, verändern den Abstand weiterhin. Deshalb muss die Elektronenpaketlänge im dispersiven Arm mit der Messung ohne Dipolfeld kalibriert werden.

6.3 Nutzung eines Teilsegmentes des Cherenkov Lichtes und der Beitrag zur zeitlichen Auflösung

In Abbildung 6.2 ist die Anordnung des Cherenkov-Radiators und Spiegels im dispersiven Arm dargestellt. Durch unterschiedliche Impulse der Elektronen wird der Radiator an unterschiedlichen Positionen getroffen. Darum wird an unterschiedlichen Positionen Licht emittiert. Cherenkov-Radiatoren emittieren Licht in Form eines Konus mit dem Cherenkov-Winkel Θ_C. Bei der Messung der longitudinalen Verteilung wird der gesamte Lichtkonus zur Streak-Kamera geleitet. Bei der simultanen Messung von Impuls- und longitudinaler Verteilung ist die transversale Akzeptanz des optischen Transportsystems zwischen Radiator und Streak-Kamera beschränkt. Die gesamten Cherenkov-Photonen, die innerhalb des Vollkonus emittiert werden und eine transversale Ausdehnung durch die Impulsbreite besitzen, können nicht mehr bis zur Streak-Kamera transportiert werden. Darum wird nur der Teil des Lichtkonus senkrecht zur Impulsbreite genutzt. Dieser Teil ist in Abbildung 6.2 dunkel gekennzeichnet.

In Abbildung 6.3 ist ein Schnitt der Anordnung von Radiator und Spiegel dargestellt. Durch die Nutzung dieser ausgesuchten Anordnung von Radiator und Spiegel verlässt ein paralleles Lichtbündel das Strahlrohr. Der Öffnungswinkel des Cherenkov-Lichtes muss in diesem Fall nicht mehr klein sein.

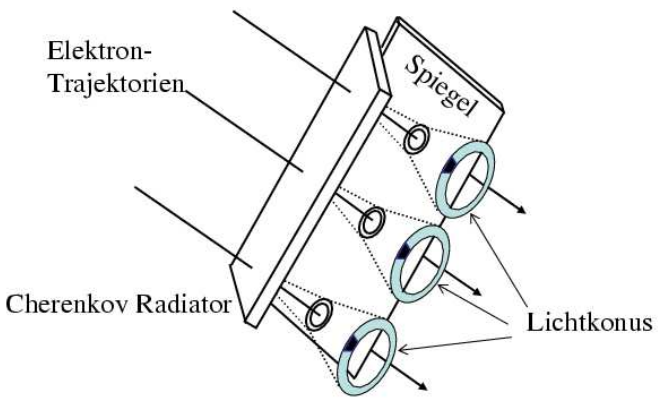


Abbildung 6.2: Anordnung des Cherenkov-Radiators und Spiegels im dispersiven Arm. Der Radiator wird von drei Elektronen getroffen, die durch ihre unterschiedlichen Impulse unterschiedliche vertikale Positionen besitzen. Im Radiator werden Cherenkov-Photonen in einem Kegel erzeugt. Dieses Licht wird am Spiegel in Richtung Sichtfenster reflektiert.

Dadurch ergibt sich die zusätzliche Möglichkeit, auch andere Materialien als Aerogel zu nutzen.

Bei der Wahl des Materials ist zu beachten, dass bei höheren Brechungsindizes ab dem Winkel

$$\sin \alpha_G = \frac{1}{n} \tag{6.2}$$

Totalreflexion vorliegt. Um sie zu verhindern, muss in Abhängigkeit vom Radiatormaterial ggf. der Neigungswinkel α' (siehe Abbildung 6.3) eingeführt werden. Die Cherenkov-Photonen in Aerogel werden nicht totalreflektiert ($\alpha' = 0\,^o$). Jedoch in Quarz mit einem Brechungsindex von $n = 1,46$ bei senkrechten Einfall der Elektronen findet Totalreflexion der Cherenkov-Photonen statt. Hier wird ein Neigungswinkel von mindestens $3\,^o$ (siehe Tabelle 6.1) benötigt. Darum wird für dieses Material ein Neigungswinkel von $\alpha' = 10\,^o$ verwendet.

Der Austrittswinkel zwischen Elektronenflugrichtung und Photonenflugrichtung vom Radiator ergibt sich zu

$$\kappa' = \arcsin\left(n \sin\left(\Theta_C - \alpha'\right)\right) + \alpha'. \tag{6.3}$$

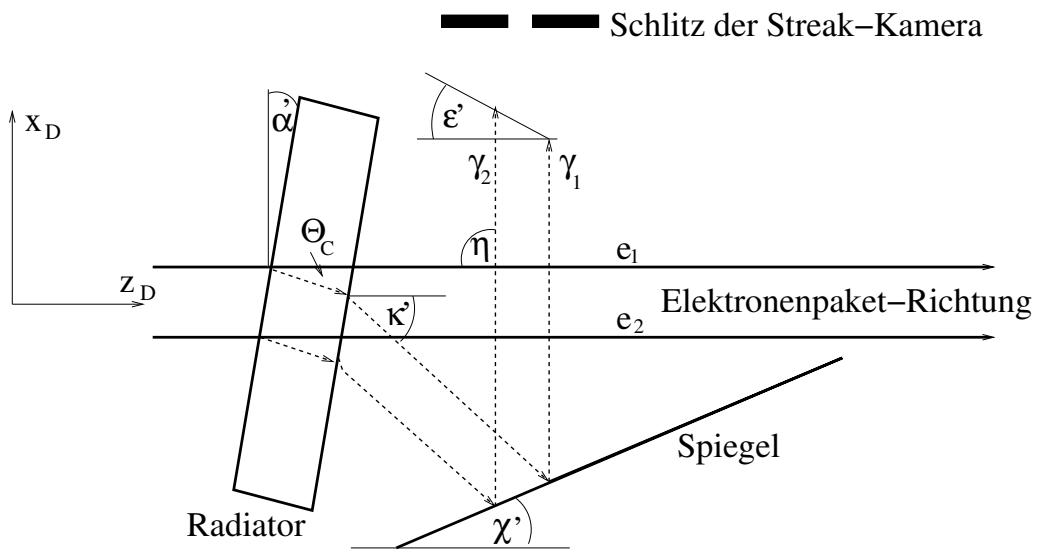


Abbildung 6.3: Schnitt der schematischen Anordnung des Radiators mit Spiegel zur Messung des longitudinalen Phasenraumes. γ_1 und γ_2 sind zwei Cherenkov-Photonen, erzeugt von zwei Elektronen e_1 und e_2, α' ist der Neigungswinkel des Radiators senkrecht zur Elektronenbahnrichtung, κ' ist der Austrittswinkel der Cherenkov-Photonen aus dem Radiator zur Elektronenbahnrichtung, χ' ist der Neigungswinkel zwischen Elektronenbahnrichtung und Spiegelkante, η ist der Winkel zwischen der Photonenrichtung und Elektronenbahnrichtung, ϵ' ist der Winkel zwischen Elektronenbahnrichtung und Wellenfront der Photonen. Bei Weiterführung der Photonentrajektorie treffen diese den Eingangsschlitz der Streak-Kamera. Nur Photonen innerhalb der Schlitzbreite werden zur Kathode der Streak-Kamera weitergeleitet.

Der Neigungswinkel zwischen Elektronenflugrichtung und Spiegelkante (siehe Abbildung 6.3) sollte so gewählt werden, dass das gewünschte Teilsegment in Richtung des Sichtfensters des Strahlrohres reflektiert wird. Der Winkel ist

$$\chi' = \frac{1}{2}\left(180^{\,o} - \kappa' - \eta\right). \tag{6.4}$$

Der Austrittswinkel η zwischen Elektronen- und Photonenbahnrichtung wird zu $90^{\,o}$ gewählt. Typische Werte der beschriebenen Winkel für unterschiedliche Brechungsindizes und zwei Elektronenimpulse sind für $\eta = 90^{\,o}$ in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Der Neigungswinkel des Spiegels ändert sich mit dem Impuls. Diese Änderung wird mit größerem Brechungsindex kleiner. Darum wird für Messungen mit einem großem Impulsbereich ein größerer Brechungsindex bevorzugt.

p, MeV/c	n	Θ_C, ^{o}	α_G, ^{o}	α', ^{o}	κ', ^{o}	χ', ^{o}	ϵ', ^{o}
4,0	1,01	3,5	81,9	0,0	3,5	43,2	3,5
	1,03	11,8	76,1	0,0	12,2	38,9	12,2
	1,05	16,2	72,2	0,0	17,1	36,5	17,1
	1,46*	46,3	43,2	10,0	69,7	10,2	64,0
4,5	1,01	4,8	81,9	0,0	4,9	42,6	4,9
	1,03	12,3	76,1	0,0	12,7	38,7	12,7
	1,05	16,6	72,2	0,0	17,4	36,3	17,4
	1,46*	46,4	43,2	10,0	69,9	10,1	64,2

Tabelle 6.1: Werte der Winkel von Abbildung 6.3 für unterschiedliche Brechungsindizes (Brechungsindex für Aerogel zwischen 1,01 und 1,05 und für Quarz 1,46, mit einem Stern gekennzeichnet) und zwei Elektronenimpulse mit $\eta = 90\,^o$

Zwei transversal versetzte Elektronen verursachen einen Laufzeitunterschied der Cherenkov-Photonen beim Durchqueren des Sichtfensters zwischen Vakuum und Luft, der durch den Winkel ϵ' gekennzeichnet ist (siehe Abbildung 6.3). Der Winkel ergibt sich zu

$$\tan \epsilon' = \frac{\sin \alpha' + \sin (\kappa' - \alpha')}{\cos (\kappa' - \alpha')}. \tag{6.5}$$

Bei Quarz ist der Wert dieses Winkels verglichen zu Aerogel groß (siehe Tabelle 6.1). Die Öffnungsbreite des Schlitzes der Streak-Kamera schneidet das Lichtpaket transversal, so dass bei festem Winkel ϵ' durch Reduzierung der Öffnungsbreite des Schlitzes eine Verschlechterung der zeitlichen Auflösung durch den Laufzeitunterschied reduziert werden kann (dabei wird die gemessene Intensität des Lichtes in der Streak-Kamera geringer, welches durch Überlagerung von einer höheren Anzahl von Photonenpaketen ausgeglichen werden kann). Eine typische Öffnungsbreite ist $100\,\mu$m. Die zusätzliche zeitliche Auflösung $\Delta t_S/\sqrt{12}$ ist in Tabelle 6.2 aufgelistet, für die Berechnung ist eine Gleichverteilung angenommen. Die Dicken l der Cherenkov-Radiatoren in Tabelle 6.2 sind so gewählt, dass sie die gleiche Anzahl von Photonen innerhalb des Vollkonus bei einem Elektronenimpuls von $4\,\mathrm{MeV}/c$ liefern. In Tabelle 6.2 ist zu erkennen, dass der Beitrag von Quarz zur Verschlechterung der Zeitauflösung durch den Laufzeitunterschied am größten ist.

Ein weiterer Beitrag zur Verschlechterung der Zeitauflösung ergibt sich durch den Laufzeitunterschied von Elektronen und Photonen im Radiator.

$p, \mathrm{MeV}/c$	n	l, mm	$\Delta t_S/\sqrt{12}, \mathrm{ps}$	$\sigma'_{pl}(\Theta_C), \mathrm{ps}$	$\sigma'_{pl}(\Theta_C+\delta), \mathrm{ps}$
4,0	1,01	20,0	0,01	0,07	0,40
	1,03	2,0	0,02	0,09	0,12
	1,05	1,0	0,03	0,08	0,10
	1,46*	0,1	0,20	0,11	0,12
4,5	1,01	20,0	0,01	0,14	0.46
	1,03	2,0	0,02	0,09	0,12
	1,05	1,0	0,03	0,09	0,10
	1,46*	0,1	0,20	0,11	0,12

Tabelle 6.2: Beitrag der zeitlichen Auflösung unterschiedlicher Cherenkov-Radiatoren (Brechungsindex für Aerogel zwischen 1,01 und 1,05 und für Quarz 1,46, mit einem Stern gekennzeichnet) für die Messung des longitudinalen Phasenraumes für unterschiedliche Brechungsindizes und zwei Elektronenimpulse

Diese Zeitauflösung ist

$$\sigma'_{pl}(\Theta_C) = \frac{l}{c \ \cdot \cos\alpha' \cdot \sqrt{12}} \cdot \left(\frac{n}{\cos\Theta_C} - \frac{1}{\beta} \right). \tag{6.6}$$

Im Unterschied zu Gleichung (5.4) vergrößert sich der Beitrag mit einem Faktor von $1/\cos\alpha'$. Mit Beachtung der Vielfachstreuung (Gleichung (5.6)) wird dieser Beitrag zu

$$\sigma'_{pl}(\Theta_C+\delta) = \frac{l}{c \ \cdot \cos\alpha' \cdot \sqrt{12}} \cdot \left(\frac{n}{\cos\left(\delta+\Theta_C\right)} - \frac{1}{\beta} \right). \tag{6.7}$$

Die Werte von $\sigma'_{pl}(\Theta_C)$ und $\sigma'_{pl}(\Theta_C+\delta)$ für die unterschiedlichen Radiatoren sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. In Abschnitt 5.1.2 wurde herausgefunden, wenn der Unterschied von $\sigma'_{pl}(\Theta_C)$ und $\sigma'_{pl}(\Theta_C+\delta)$ klein ist, dann bleibt die Rechteckform im Intensitäts-Zeit-Diagramm erhalten. In diesem Fall ist die analytische Lösung eine gute Abschätzung. Dies trifft für die Materialien mit $n = 1,03$, $n = 1,05$ und $n = 1,46$ zu. Darum sind die Werte $\sigma'_{pl}(\Theta_C+\delta)$ und $\Delta t_S/\sqrt{12}$ die Beiträge der zeitlichen Auflösung des jeweiligen Cherenkov-Radiators.

Im Hinblick auf eine Optimierung der zeitlichen Auflösung wird Aerogel mit einem Brechungsindex von $n = 1,05$ zur Messung des longitudinalen Phasenraumes verwendet. Wegen der besseren Vakuumeigenschaften wird auch Quarz mit einem Brechungsindex von $n = 1,46$ eingesetzt.

6.4 Beitrag der Cherenkov-Radiatoren zur Impulsauflösung

Die emittierten Photonen von Cherenkov-Radiatoren bilden einen Kegel auf der Rückseite des Radiators. Die Objektgröße des Lichtbündels auf der Rückseite des Radiators wird am Schlitz der Streak-Kamera abgebildet. Darum bildet die Grundfläche des Kegels eine zusätzliche *Verschmierung* der Impulsverteilung im dispersiven Arm. Die Vergrößerung wird durch den Radius der Kegelgrundfläche δr_C entlang der Koordinate y_D im dispersiven Arm ausgedrückt. Mit der Nutzung des Teilsegmentes verkleinert sich dieser Radius mit dem Akzeptanzwinkel Θ_{max} und ergibt sich zu

$$\delta r_C = l \cdot \tan \Theta_C \cdot \sin \left(\frac{\Theta_{max}}{2} \right). \tag{6.8}$$

Bei der Messung des longitudinalen Phasenraumes wird nur paralleles Licht mit einem kleinen Akzeptanzwinkel verwendet, der von der Größenordnung von $\Theta_{max} \approx 6\,^o$ ist. Dadurch ergibt sich ein Beitrag zur Impulsauflösung von $0{,}1\,\mathrm{keV}/c$ bei $4{,}5\,\mathrm{MeV}/c$. Verglichen zur *Verschmierung* durch die transversale Elektronenpaketdivergenz und -größe ist dieser Beitrag vernachlässigbar.

Ein anderer Beitrag ist die Aufweitung der Lichtfläche auf der Rückseite des Cherenkov-Radiators durch die Vielfachstreuung. Der Radius eines gestreuten Elektronenpaketes an der Rückseite des Radiators, ausgehend von einer punktförmigen Elektronenquelle ist [41]

$$\delta r_{MS} = l \cdot \delta, \tag{6.9}$$

mit δ (Gleichung (5.6)) dem effektiven Vielfachstreuwinkel. Dadurch ergibt sich ein Beitrag zur Impulsauflösung von $0{,}8\,\mathrm{keV}/c$ bei $4{,}5\,\mathrm{MeV}/c$. Darum ist dieser Beitrag wegen der Verwendung von dünnen Radiatoren gegenüber dem Beitrag durch die transversale Elektronenpaketdivergenz und -größe vernachlässigbar.

6.5 Messung der longitudinalen Verteilung unter Verwendung des Teilsegmentes

Eine Überprüfung des Konzeptes zur Nutzung eines Teilsegmentes des Cherenkov-Kegels wurde durch Messung der longitudinalen Elektronenpaket-Verteilung mit Quarz durchgeführt. Hierbei befand sich der Quarz nicht im dispersiven Arm, sondern an der Position zur Messung der longitudinalen Verteilung, aber es wird nur das Teilsegment des Cherenkov-Kegels genutzt. Darum kann die gemessenen Verteilung vom Quarz mit der Messung

von Aerogel verglichen werden. Beim Aerogel wird der gesamte Cherenkov-Lichtkonus zur Streak-Kamera transportiert.

In Abbildung 6.4 ist das Ergebnis dargestellt. Die Messung erfolgte bei

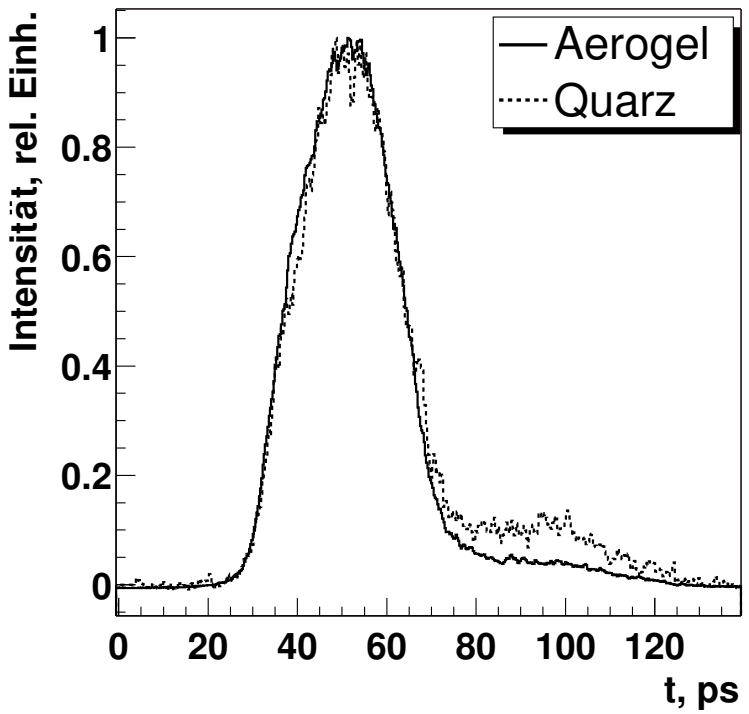


Abbildung 6.4: Vergleich der longitudinalen Verteilungen der Photonenpakete mit der Auslese des gesamten Cherenkov-Konus (Aerogel) und der Auslese des Teilsegmentes (Quarz). Beim Quarz wurden 100 Pulszüge mit jeweils 100 Mikropulsen überlagert, beim Aerogel wurden 50 Pulszüge mit jeweils 20 Mikropulsen überlagert. Die Verteilungen sind bezüglich ihrer jeweiligen maximalen Intensität normiert.

einem mittleren Elektronenpaketimpuls von 4,7 MeV/c, die Stromstärken in den Magneten wurden so eingestellt, dass die höchste Intensität von den jeweiligen Radiatoren an der Streak-Kamera beobachtet wurde. Ein Interferenzfilter mit $\lambda_I = 510\,\mathrm{nm}$ und $\lambda_B = 11\,\mathrm{nm}$ wurde benutzt. Dieses Interferenzfilter besitzt eine zweite Transmissionspitze bei 420 nm, darum zeigen beide Verteilungen jeweils einen Ausläufer zu höheren Zeiten. Durch das unterschiedliche Emissionsspektrum von Quarz verglichen zu Aerogel kann sich eine höhere Intensität bei 420 nm ergeben. Beide Verteilungen stimmen in

Form und Breite überein. Die Dicke des Quarzmaterials wurde so gewählt, dass die gleiche Anzahl von Cherenkov-Photonen wie vom Aerogel emittiert werden. Doch ist das gemessene Verhältnis der Intensitäten bei der Auslese des Teilkonus zum Vollkonus etwa 2 %. Dieses Verhältnis bedeutet, dass 2 % von 360^o zur Auslese des Teilsegmentes genutzt wird und ergibt einen gesamten Akzeptanzwinkel des optischen Transportsystems von etwa 7^o .

Die 2-dimensionale Ladungsdichte des Elektronenpaketes im dispersiven Arm ist kleiner als beim Messsystem zur Messung der longitudinalen Verteilung allein. Darum wird dort eine Reduzierung der Lichtintensität pro Fläche erwartet. Bei kleinen Impulsbreiten ist das Verhältnis der transversalen Elektronenpaketfläche zwischen diesen beiden Messorten etwa 10. Darum wird eine kleinere Lichtintensität von dieser Größenordnung bei der Messung des longitudinalen Phasenraumes erwartet. Um vergleichbare Intensitäten bei der Messung des longitudinalen Phasenraumes wie bei den Messungen der longitudinalen Elektronenpaket-Verteilung zu erreichen, müssen die Anzahl der Messungen mit einem Faktor 10 erhöht werden.

Kapitel 7

Abschätzung der longitudinalen Emittanz

Der longitudinale Phasenraum wird von den Impulswerten der Elektronen eines Paketes und ihrer relativen longitudinalen Position im Paket aufgespannt. Die longitudinale Emittanz ist die Phasenraumfläche, welche sich aus der Impulsbreite, der Elektronenpaketlänge und deren Korrelation ergibt (siehe Gleichung (3.15)). Ist die Steigung im longitudinalen Phasenraum gleich Null, dann verschwindet die Korrelation. Das bedeutet, die Impulse der Elektronen in einem Paket sind in diesem Fall unabhängig von der Position im Paket. In diesem Fall ist die Impulsbreite minimal.

In der Messung, die in Abbildung 4.25 gezeigt ist, wurde die kleinste Impulsbreite bei einer bestimmten Hochfrequenzphase gefunden. Um eine obere Abschätzung der minimalen longitudinalen Emittanz zu erhalten, können die Impulsbreite und Elektronenpaketlänge bei derselben Phase miteinander multipliziert werden. Dabei wird keine Korrelation beachtet.

Bei der Messung, die in Abbildung 4.23 gezeigt wird, wurde die kleinste Impulsbreite zu $(33 \pm 7)\,\mathrm{keV}/c$ bei einer Hochfrequenzphase von $26{,}5\,^o$ gemessen. Dies ist dieselbe Hochfrequenzphase, bei der das Elektronenpaket am kürzesten ist (siehe Abbildung 5.15). Die Länge des Elektronenpaketes erreicht einen Wert von $\sigma_z = (2,50 \pm 0,53)\,\mathrm{mm}$. Mit Vernachlässigung der Korrelation ergibt sich die longitudinale Emittanz zu

$$\epsilon_z^{Messung} = (82 \pm 24)\ \pi\,\mathrm{mm\,keV}/c. \tag{7.1}$$

Die transversale Verteilung des Laserpulses an der Kathode zeigt eine nicht zylindersymmetrische Form (siehe Abbildung 4.1). Bei der zugehörigen Simulation wird aber der Beitrag der Raumladungskraft auf die Elektronen im Paket zylindersymmetrisch berechnet. Der Unterschied zwischen dem Simulationsergebnis der Impulsbreite und der Elektronenpaketlänge zu den

Ergebnissen der Messungen der Impuls- und longitudinalen Verteilung des Elektronenpaketes ist deshalb mindestens damit zu begründen. Doch sind die Impulsbreite und die Elektronenpaketlänge der Simulation vergleichbar. Es ergeben sich $\Delta p_z^{Simulation} = 31,36\,\mathrm{keV}/c$ und $\sigma_z^{Simulation} = 2,51\,\mathrm{mm}$ (hierbei wird die Standardabweichung der jeweiligen Verteilung berechnet und ergibt die Impulsbreite und die Elektronenpaketlänge[1]). Bei Verwendung dieser Beiträge zur Berechnung der longitudinalen Emittanz ohne Korrelation ergibt sich

$$\epsilon_z^{Simulation1} = 79\,\pi\,\mathrm{mm\,keV}/c. \tag{7.2}$$

Dies stimmt mit dem Messergebnis überein. Die longitudinale Emittanz der Simulation mit Beachtung der Korrelation beträgt

$$\epsilon_z^{Simulation2} = 64\,\pi\,\mathrm{mm\,keV}/c. \tag{7.3}$$

Dieses Ergebnis der longitudinalen Emittanz stimmt auch innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Messergebnis überein. Jedoch ist das Ergebnis aus der Simulation mit Beachtung der Korrelation geringer, denn eine nichtverschwindende Korrelation verursacht eine Verringerung der longitudinalen Emittanz. In Abbildung 7.1 wird der longitudinale Phasenraum der Simulation bei einer Hochfrequenzphase von 26,5 ^{o} gezeigt. Eine große Intensität bei einem Impuls von $4{,}69\,\mathrm{keV}/c$ ist erkennbar. Nichtlineare Kräfte bewirken, dass die Impuls- und longitudinale Verteilung im longitudinalen Phasenraum gekrümmt ist. Die Krümmung in der hinteren Hälfte des Paketes ($z_r < 0$) ergibt eine von Null verschiedene Steigung, und damit eine nicht zu vernachlässigende Korrelation.

Die Raumladung verursacht unterschiedliche Kräfte auf die Elektronen an den Enden des Paketes. Darum wird durch diesen Beitrag die Verteilung im longitudinalen Phasenraum an den Enden verformt (siehe Abbildung 7.1).

Die Variation der Hochfrequenz verursacht unterschiedliche Kräfte auf die Elektronen in unterschiedlichen longitudinalen Teilen eines Paketes. Dies trägt zur Krümmung des mittleren Teils der Verteilung im longitudinalen Phasenraum in Abbildung 7.1 bei. Dieser Anteil der Krümmung kann unter Nutzung einer dritten harmonischen des 1,3 GHz Hochfrequenz-Feldes linearisiert werden [24].

In Abschnitt 3.2 wurden zwei Beiträge zur longitudinalen Emittanz beschrieben. Mit den Eingangsparametern für obiges Beispiel können die Beiträge berechnet werden. Die Berechnung des Anteils der Variation der Hochfrequenz wurde entsprechend Gleichung (3.21) durchgeführt, d. h. bei der

[1] In diesem Fall wird die Fläche im longitudinalen Phasenraum (Emittanz) nicht von einer Ellipse begrenzt, welches für die Berechnung vorausgesetzt wird (vgl. Abschnitt 3.2.2).

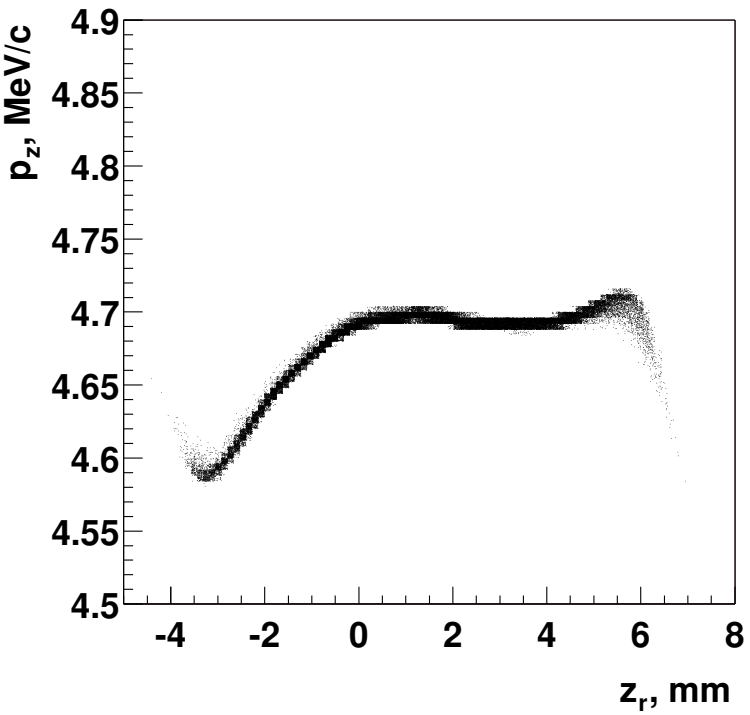


Abbildung 7.1: Simulierter longitudinaler Phasenraum für eine Hochfrequenzphase von 26,5 ^{o}, *Flat-Top*-Form der longitudinalen Verteilung des Laserpulses und 1 nC Elektronenpaketladung. Der Kopf des Paketes ist auf der rechten Seite der Verteilung.

Phase $\phi = 90\,^o$. Der Anteil durch die Raumladung wurde gemäß Gleichung (3.33) berechnet, dabei ging die benutzte Hochfrequenzphase ein. Eine Korrelation wurde bei der analytischen Lösung nicht beachtet. Das Ergebnis nach quadratischer Addition ist

$$\epsilon_z^{analytisch} = 104\,\pi\,\mathrm{mm\,keV}/c. \tag{7.4}$$

Durch die Nichtbeachtung einer Korrelation ist dieser Wert verglichen zur Simulation größer. Bei der analytischen Lösung dominiert der Anteil der Variation der Hochfrequenz. Die analytische Lösung und das Messergebnis der longitudinalen Emittanz stimmen innerhalb der Fehler der Messung überein.

Die Projektionen des longitudinalen Phasenraumes sind im Rahmen dieser Arbeit gemessen worden. Falls die Steigung im longitudinalen Phasenraum vernachlässigbar ist, würde sich die longitudinale Emittanz aus dem

Produkt der Impulsbreite und Elektronenpaketlänge ergeben. Doch meist ergibt sich eine nicht zu vernachlässigende Korrelation. Darum ist die Berechnung der longitudinalen Emittanz aus der kleinsten Impulsbreite und Elektronenpaketlänge nur eine Abschätzung. Die Werte der longitudinalen Emittanz für unterschiedliche Hochfrequenzphasen lassen sich nicht ohne Messung der Korrelation vergleichen.

Die hervorgerufene Krümmung im longitudinalen Phasenraum kann durch Nutzung einer dritten harmonischen des 1,3 GHz Hochfrequenz-Feldes linearisiert werden [24]. Um die Stärke und die Phase des dritten harmonischen Feldes zu bestimmen, und damit die Krümmung und folglich die unkorrelierte Impulsbreite zu verringern, muss die Verteilung des Elektronenpaketes im longitudinalen Phasenraum gemessen werden. Im weiteren ergibt sich die Korrelation, um die longitudinale Emittanz zu bestimmen und für die Anwendung in nachfolgenden Beschleunigungstrukturen, Bunchkompressoren und Freie-Elektronen Lasern zu optimieren.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Diese Arbeit umfasst die Messungen der Projektionen des longitudinalen Phasenraumes und das Design für die Messung des gesamten longitudinalen Phasenraumes. Im Folgenden sind die Ergebnisse zusammengestellt:

- Die longitudinale Verteilung des für den Photoeffekt genutzten Lasers definiert die longitudinale Verteilung der Elektronen an der Kathode. Die longitudinale Form des Laserpulses wurde gemessen und dient als Eingangsparameter für die zugehörigen Simulationen.
- Die Impulsbreite der Elektronenpakete wird durch die Nutzung eines Dipolmagnetfeldes gemessen. Es folgen die Ergebnisse im Zusammenhang mit dieser Messung:
  - Die Elektronen treffen nach dem Dipol im dispersiven Arm auf einen szintillierender Schirm (YAG-Schirm). Diese Art von Schirm wurde auf Sättigung der Lichtintensität bei hohen Elektronenpaketdichten bei TTF untersucht. Eine Sättigung durch die bei PITZ genutzten Elektronenpaketdichten ist nicht möglich.
  - Das Feld des Dipolmagneten wurde vermessen. Damit konnte die optimale Position der Polschuhe festgelegt werden. Dies erfolgte, damit der Beitrag der transversalen Elektronenpaketgröße und -divergenz auf die Impulsverteilung minimiert wird. Aus der räumlichen Verteilung des Dipolmagnetfeldes wurde eine effektive Länge von $(365,49 \pm 0,52)\,\mathrm{mm}$ gewonnen, die zur Bestimmung der Impulswerte der Elektronen notwendig ist.
  - Bei Messungen der Impulsverteilungen von Elektronenpaketen bei verschiedenen Hochfrequenzphasen zeigte sich, dass der mittlere Impuls eines Paketes bei einer bestimmten Hochfrequenzphase

maximal wird. Dieser Impuls entspricht einer bestimmten Amplitude des beschleunigenden Feldes. Für verschiedene Hochfrequenz-Leistungen sind die Ergebnisse der Impulsmessung mit den Ergebnissen eines Hochfrequenz-Leistungsmessgerätes verglichen worden. Eine konstante Differenz von 0,13 MW ergaben die Ergebnisse der beiden Methoden. Dies ist auf einen möglichen fehlerhaften Kalibrationsfaktor der Hochfrequenz-Leistungsmessgeräte zurückzuführen.

  - Die Impulsverteilungen der Elektronenpakete verändern sich mit unterschiedlichen Hochfrequenzphasen, weil in Abhängigkeit von dieser Phase unterschiedliche Kräfte auf die Elektronen innerhalb des Paketes wirken. Die Messergebnisse stimmen mit den durchgeführten Simulationsrechnungen weitgehend überein.
  - Bei unterschiedlicher Fokussierung durch den Hauptmagneten können Elektronen die Strahlrohrwand treffen. Das bewirkt eine unterschiedliche Ladungsdichte im Elektronenpaket und damit auch unterschiedliche Raumladungskräfte. Die minimale Impulsbreite wird bei größeren Raumladungskräften größer.
  - Bei Anwendung einer longitudinalen *Flat-Top*-Laserverteilung verkleinert sich die minimale Impulsbreite von $(65 \pm 10)\,\mathrm{keV}/c$ bei einem normalverteilten Laserpuls auf $(33 \pm 7)\,\mathrm{keV}/c$. Dies bedeutet die Impulsbreite verringert sich, bei einer Elektronenpaketladung von 1 nC, um etwa einen Faktor 2.
  - Bei Anwendung eines longitudinal normalverteilten Laserpulses ist die Phase mit maximalen mittleren Impuls $38\,^o$. Die Phase mit minimaler Impulsbreite ist $10\,^o$. Der Phasenunterschied ergibt sich zu $28\,^o$. Bei Anwendung einer longitudinalen *Flat-Top*-Laserverteilung ist die Phase mit maximalen mittleren Impuls $36{,}5\,^o$ und die Phase mit minimaler Impulsbreite $26{,}5\,^o$. Somit hat sich der Phasenunterschied von $28\,^o$ auf $10\,^o$ verringert. Dies stimmt mit dem Simulationsergebnis überein.

- Die longitudinale Verteilung der Elektronenpakete wird mit Aerogel als Cherenkov-Radiator, in Verbindung mit einem optischen Transportsystem und einer Streak-Kamera gemessen. Damit wurden folgende Untersuchungen durchgeführt:

  - Um eine genügend gute zeitliche Auflösung zu erreichen, ist die Dicke von Aerogel mit Hilfe einer Geant4-Simulation optimiert worden.

- Der Brechungsindex von Aerogel zeigt einen linearen Zusammenhang mit dem Druck. Der Wert des Brechungsindex ist bei einem Druck kleiner als 1 mbar praktisch konstant auf $n = 1,02782 \pm 0,00006$. Dieser Wert wurde benutzt, um die Ergebnisse der Impulsmessung zu überprüfen.
- Bei der Messung der Elektronenpaketlänge ist die Intensität der Photonenpakete gering. Um die Intensität zu erhöhen, müssen mehrere Pakete in der Streak-Kamera überlagert werden. Mögliche zeitliche Fluktuationen des Injektors und Messsystems, die die Breite der Messung vergrößern könnte, ergibt sich zu einem Wert von $\sigma_{Fluktuation} = 0,99$ ps. Im Vergleich zur Elektronenpaketlänge ist dieser Beitrag zur Auflösung gering.
- Es wurde gezeigt, dass das Photonenpaket durch Dispersion zwischen Radiator und Streak-Kamera verlängert wird. Darum sind optische Filter zur Messung der Elektronenpaketlänge erforderlich. Diese verringern die Intensität der Photonenpakete vor der Streak-Kamera. Deshalb ist die Überlagerung von Photonenpaketen notwendig, um ein deutliches Signal zu erhalten.
- Mit Hilfe von Transmissionsfiltern ist das Emissionsspektrum der Cherenkov-Photonen gemessen worden. Die Messung bestätigt mit Ausnahme dreier Messpunkte die Form, wie sie aufgrund des Cherenkov-Effektes zu erwarten ist.
- Die longitudinale Verteilung der Elektronenpakete gemessen mit Aerogel als Cherenkov-Radiator ergibt dieselbe Form, wie die mit dem OTR-Effekt erzeugten Photonenpakete. Das beweist die gute zeitliche Auflösung des Aerogel-Radiators.
- Die longitudinale Elektronenpaket-Verteilung verändert sich mit der Hochfrequenzphase. Die Messungen stimmen mit den Verteilungen aus Simulationsrechnungen weitgehend überein.
- Die Hochfrequenzphase, bei denen die Elektronenpakete am kürzesten sind, stimmt bei Verwendung einer longitudinalen *Flat-Top*-Laserverteilung mit der Hochfrequenzphase mit minimaler Impulsbreite überein. Die minimale Elektronenpaketlänge beträgt FWHM $= (6,31 \pm 0,14_{stat} \pm 1{,}24_{syst})$ mm bei 1 nC Elektronenpaketladung, die Länge entspricht einer Dauer von FWHM $= (21,04 \pm 0,45_{stat} \pm 4,14_{syst})$ ps.

- Die simultane Messung von Impuls- und longitudinaler Verteilung ergibt den longitudinalen Phasenraum. Die zeitliche Auflösung, die unterschiedliche Cherenkov-Radiatoren dieses Messsystems verursachen, ist

untersucht worden. Es wurde herausgefunden, dass Aerogel mit einem Brechungsindex von $n = 1,05$ und einer Dicke von $l = 2\,\mathrm{mm}$ die beste Auflösung erreicht. Quarz ergibt eine etwas schlechtere Auflösung, aber wegen der besseren Vakuumeigenschaften wird dieser Radiator auch verwendet. Der Beitrag der Cherenkov-Radiatoren zur Impulsauflösung ist vernachlässigbar. Ein Test eines Teils des Messprinzips ist mit Hilfe einer speziellen Messung der longitudinalen Elektronenpaket-Verteilung erfolgreich durchgeführt worden.

Die Messergebnisse stimmen weitgehend mit den Simulationsergebnissen überein. Dies bedeutet, dass die erwarteten Eigenschaften der Elektronenpakete des Photoinjektors erzielt sind. Darum sind die Anforderungen für den Einsatz des Injektors als Elektronenquelle für TTF erreicht.

Kapitel 9

Ausblick

Das System zur Messung des gesamten longitudinalen Phasenraumes im dispersiven Arm von PITZ ist kurz vor der Fertigstellung. Nach erfolgreichen Tests kann das System in die Diagnose des Injektors eingefügt werden.

Der Einsatz von optischen Filtern zur Messung der longitudinalen Elektronenpaket-Verteilung ist aufgrund der Dispersion im optischen Transportsystem notwendig. Daraus resultiert, dass die Intensität der Cherenkov-Photonenpakete an der Streak-Kamera stark reduziert ist. Bei einer Nutzung von dispersionsfreien optischen Elementen zum Transport der Photonenpakete vom Radiator zur Streak-Kamera würde der Einsatz von optischen Filtern nicht mehr notwendig sein. Daher wird der Einsatz von reflektierender Optik zwischen Radiator und Streak-Kamera vorbereitet. Auch die Eingangsoptik der Streak-Kamera wird mit reflektierender Optik ausgestattet werden. Nicht zu vermeiden lässt sich der Beitrag durch das Sichtfenster zwischen Vakuum und Luft zur Dispersion von etwa 0,12 ps in einem Wellenlängenbereich zwischen 400 nm und 700 nm. Dies ist jedoch vernachlässigbar klein gegen die zu erwartende Elektronenpaketlänge.

Der Injektor wird mit einer zweiten Beschleunigereinheit erweitert. Dann können Elektronenimpulse von bis zu ca. 30 MeV/c erreicht werden. Der Effekt der Raumladung auf die Eigenschaften des Elektronenpaketes ist bei höheren Elektronenenergien verringert (vgl. Gleichung (3.26)). Darum bestimmt die Hochfrequenz bei diesen Energien die Eigenschaften des Elektronenpaketes. Die bei diesen Energien hervorgerufene Krümmung im longitudinalen Phasenraum kann durch Nutzung einer dritten harmonischen des 1,3 GHz Hochfrequenz-Feldes linearisiert werden [24].

Bei den höheren Energien der Elektronen mit der zweiten Beschleunigereinheit liefert der OTR-Effekt genügend Photonen in einem kleinen Raumwinkelbereich zwischen optischer Achse und Ausbreitungsrichtung. Darum können bei diesen Energien OTR-Schirme für den Übergang von einer Elekt-

ronenpaket-Verteilung zu einer Lichtverteilung mit vernachlässigbarer Verlängerung der Photonenpaketlänge durch den Radiator eingesetzt werden. OTR-Schirme werden dann auch zur Messung der transversalen Verteilung der Elektronenpakete genutzt.

Nach der zweiten Beschleunigereinheit folgen zwei dispersive Arme in unterschiedlichen Abständen. In diesen Armen werden auch OTR-Schirme zur Messung des longitudinalen Phasenraumes eingesetzt. Die Photonenpakete von den OTR-Schirmen nach der zweiten Beschleunigereinheit sollen wiederum zur Streak-Kamera geleitet werden, um den longitudinalen Phasenraum bei höheren Elektronenenergien zu messen.

Anhang A

Berechnung der Dispersionsfunktion

Die Dispersionsfunktion ist notwendig, um die vertikale Koordinate y_D im dispersiven Arm in einen Impuls zu konvertieren. D ergibt sich zu [13]

$$D(l_2) = (\rho_{eff} + l_2(y_D)\tan\beta_2)\cdot(1-\cos\alpha) + l_2(y_D)\sin\alpha, \tag{A.1}$$

mit $\rho_{eff} = l_{eff}/\alpha$ dem effektiven Krümmungsradius. Die Variablen α und β_2 sind in Abschnitt 4.3 definiert. Der Abstand vom Dipolausgang zum YAG-Schirm l_2 ergibt sich zu

$$l_2(y_D) = l_{20} - \frac{l_{eff} - l_{geom}}{2} - y_D, \tag{A.2}$$

mit $l_{geom} = 300,18\,\text{mm}$ der geometrischen Länge der Elektronenbahn zwischen den Polschuhen ohne die Randfelder. Der Abstand l_{20} ist in Abschnitt 4.3 auf Seite 58 definiert. Der Abstand $l_2(y_D)$ ist eine Funktion der Koordinate y_D am YAG-Schirm, weil der YAG-Schirm um einen Winkel von 45^o zur Teilchentrajektorie in vertikaler Richtung geneigt ist. Damit ist der Abstand vom Dipol zum Schirm für unterschiedliche vertikale Positionen am Schirm unterschiedlich. In Abbildung A.1 ist die Dispersionsfunktion als Funktion der vertikalen Koordinate y_D aufgetragen. Die Änderung des Funktionswertes bei 20 mm ist 3 %.

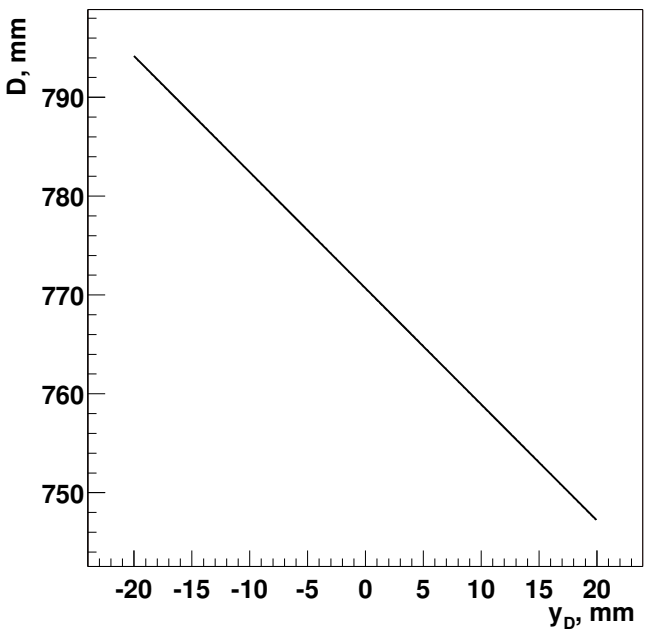


Abbildung A.1: Dispersionsfunktion als Funktion der vertikalen Koordinate y_D im dispersiven Arm

Anhang B

Lösung der Gleichung zur Messung der Länge des YAG-Schirmes

Um die Länge des YAG-Schirmes im dispersiven Arm zu messen, wurde Gleichung (4.12) aufgestellt. Die Gleichungen (4.11) und (A.1) werden in Gleichung (4.12) eingesetzt. Gemessen werden die Positionen y_i' und $p_{0,i}$ nach Gleichung (4.9). Die Lösung ist der Kalibrationsfaktor k_D. Es ergeben sich zwei Lösungen der quadratischen Gleichung:

$$k_{D,1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{C_2 + C_4}{C_3 - C_5} + \sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{C_2 + C_4}{C_3 - C_5}\right)^2 - \frac{C_1}{C_3 - C_5}} \tag{B.1}$$

$$k_{D,2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{C_2 + C_4}{C_3 - C_5} - \sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{C_2 + C_4}{C_3 - C_5}\right)^2 - \frac{C_1}{C_3 - C_5}}. \tag{B.2}$$

Hierbei sind die Variablen

$$\begin{aligned}
\Delta p_0 &= p_{0,2} - p_{0,1} \\
C_1 &= \Delta p_0 C_6^2 \\
C_2 &= \Delta p_0 C_6 C_7 \left(y_2' + y_1'\right) \\
C_3 &= \Delta p_0 y_1' y_2' C_7^2 \\
C_4 &= \left(p_{0,1} y_1' - p_{0,2} y_2'\right) C_6 \\
C_5 &= \Delta p_0 y_1' y_2' C_7 \\
C_6 &= \left(\rho_{eff} + C_8 \tan\beta_2\right) \cdot \left(1 - \cos\alpha\right) + C_8 \sin\alpha \\
C_7 &= \tan\beta_2 \cdot \left(1 - \cos\alpha\right) + \sin\alpha \\
C_8 &= l_{20} - \frac{l_{eff} - l_{geom}}{2}.
\end{aligned}$$

Die Werte der Variablen $\rho_{eff}, \beta_2, \alpha, l_{20}, l_{eff}$ und l_{geom} sind in Abschnitt 4.3 und Anhang A gegeben. Das Ergebnis von $k_{D,1}$ ergibt mit diesen Variablen den Kalibrationsfaktor.

Anhang C

Simulationsparameter für unterschiedliche Messungen

C.1 Messung mit longitudinal normalverteilten Laserpulsen

In Abbildung 4.18 sind die gemessenen Impulsverteilungen verglichen mit Simulationsverteilungen. Die zugehörigen Parameter der Simulation sind in Tabelle C.1 zusammengefasst mit der Bezeichnung Messung 1. Die Simula-

		Messung 1	Messung 2
Laserparameter	σ_x	0,71 mm	0,71 mm
	σ_y	0,78 mm	0,78 mm
	σ_z	3 ps	3 ps
	Q	1,3 nC	1,1 nC
Injektorparameter	E_0	40,3 MV/m	40,3 MV/m
	$B_{z,max}$	0,095 T	0,162 T

Tabelle C.1: Simulationsparameter für longitudinal normalverteilten Laserpuls und Solenoidstromstärke von 160 A (Messung 1) und 270 A (Messung 2)

tionsparameter für die Messung in Abbildung 4.20 sind auch in Tabelle C.1 zusammengefasst mit der Bezeichnung Messung 2. Die transversale Verteilung der Laserpulse für beide Messungen ist in Abbildung C.1 dargestellt. Diese Verteilung ist für beide Simulationen die transversale Verteilung der Elektronenpakete an der Kathode. Bei den Simulationsparametern sind die

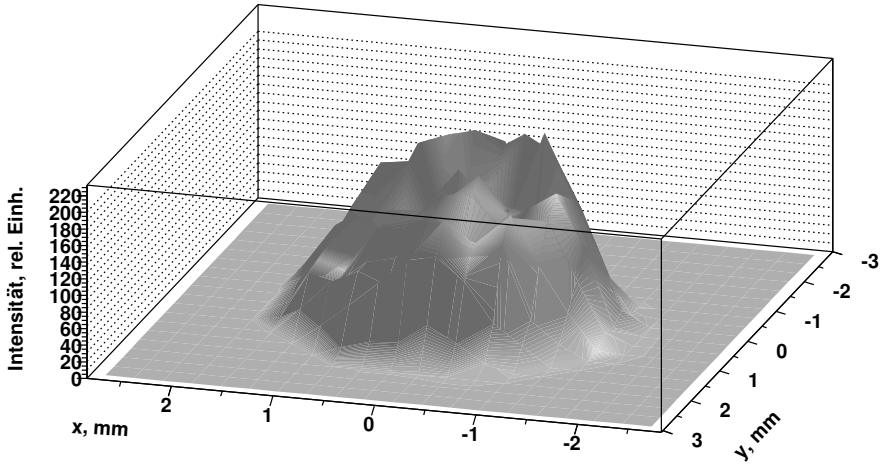


Abbildung C.1: Transversale Laserpulsverteilung für die Messung mit longitudinal normalverteilten Laserpulsen

Werte E_0 und ϕ_0 verändert worden, bis das Simulationsergebnis des maximalen mittleren Impulses mit dem zugehörigen Messergebnis übereinstimmte. Die Anzahl von Makroelektronen ist 10000.

C.2 Messung mit longitudinal *Flat-Top*-Verteilung der Laserpulse

In den Abbildungen 4.23 und 5.14 sind die gemessenen Impuls- und longitudinalen Verteilungen verglichen zu Simulationsergebnissen. Die Parameter der Simulation sind in Tabelle C.2 zusammengefasst. Die transversale Verteilung der Laserpulse ist in Abbildung 4.1 dargestellt, die die transversale Eingangsverteilung der Elektronenpakete an der Kathode für die Simulation ist. Bei den Simulationsparametern sind die Werte E_0 und ϕ_0 verändert worden, bis das Simulationsergebnis des maximalen mittleren Impulses mit dem zugehörigen Messergebnis übereinstimmte. Die Anzahl von Makroelektronen ist 10000.

Laserparameter	σ_x	0,46 mm
	σ_y	0,53 mm
	FWHM_z	24 ps
	Anstiegs -und Abstiegszeit	6 ps
	Q	1,0 nC
Injektorparameter	E_0	41,8 MV/m
	$B_{z,max}$	0,168 T

Tabelle C.2: Simulationsparameter für longitudinal *Flat-Top*-Verteilung der Laserpulse

Anhang D

Ergebnistabellen

In diesem Kapitel sind die Mess- und Simulationsergebnisse aus den longitudinalen und Impulsverteilungen der Elektronenpakete für die unterschiedlichen Hochfrequenzphasen aufgelistet.

D.1 Impulsverteilung

D.1.1 Longitudinal normalverteilte Laserpulse

Die Impulsverteilungen wurden mit zwei Stromstärken des Solenoiden vorgestellt. Die Ergebnisse mit einer Stromstärke von 160 A sind in Tabelle D.1 aufgelistet. Die Ergebnisse mit einer Stromstärke von 270 A sind in Tabelle

	Messung		Simulation	
$\phi_0, ^o$	$p_{mittl.}, \mathrm{MeV}/c$	$p_{\mathrm{RMS}}, \mathrm{keV}/c$	$p_{mittl.}, \mathrm{MeV}/c$	$p_{\mathrm{RMS}}, \mathrm{keV}/c$
1	$4,370 \pm 0,055$	13 ± 2	4,397	14
11	$4,445 \pm 0,038$	15 ± 2	4,449	11
21	$4,520 \pm 0,052$	16 ± 2	4,509	16
31	$4,571 \pm 0,036$	46 ± 6	4,584	42
41	$4,570 \pm 0,029$	74 ± 6	4,582	70
51	$4,486 \pm 0,026$	98 ± 10	4,495	98
61	$4,283 \pm 0,023$	118 ± 6	4,294	129
71	$3,918 \pm 0,018$	163 ± 2	3,938	163
81	$3,404 \pm 0,015$	187 ± 7	3,438	194

Tabelle D.1: Ergebnisse der mittleren Impulse und der Impulsbreiten aus den Impulsverteilungen der Abbildung 4.18 mit einer Solenoidstromstärke von 160 A für unterschiedliche Hochfrequenzphasen

	Messung		Simulation	
$\phi_0, ^o$	$p_{mittl.}, \mathrm{MeV}/c$	$p_{\mathrm{RMS}}, \mathrm{keV}/c$	$p_{mittl.}, \mathrm{MeV}/c$	$p_{\mathrm{RMS}}, \mathrm{keV}/c$
1	$4,365 \pm 0,024$	75 ± 12	4,378	62
11	$4,433 \pm 0,026$	65 ± 10	4,439	51
21	$4,502 \pm 0,023$	73 ± 6	4,505	66
31	$4,554 \pm 0,022$	86 ± 5	4,586	81
41	$4,546 \pm 0,019$	107 ± 5	4,587	97
51	$4,463 \pm 0,021$	131 ± 5	4,501	116
61	$4,274 \pm 0,021$	154 ± 11	4,307	135
71	$4,026 \pm 0,018$	142 ± 12	4,020	156
81	$3,576 \pm 0,016$	154 ± 5	3,558	185

Tabelle D.2: Ergebnisse der mittleren Impulse und der Impulsbreiten aus den Impulsverteilungen der Abbildung 4.20 mit einer Solenoidstromstärke von 270 A für unterschiedliche Hochfrequenzphasen

D.2 aufgelistet.

D.1.2 Longitudinal *Flat-Top*-Verteilung der Laserpulse

Die Impulsverteilungen wurden mit einer Stromstärke des Solenoiden von 280 A vorgestellt. In Tabelle D.3 sind die Ergebnisse dieser Verteilungen aufgelistet.

	Messung		Simulation	
$\phi_0, ^o$	$p_{mittl.}, \mathrm{MeV}/c$	$p_{\mathrm{RMS}}, \mathrm{keV}/c$	$p_{mittl.}, \mathrm{MeV}/c$	$p_{\mathrm{RMS}}, \mathrm{keV}/c$
16,5	$4,617 \pm 0,027$	59 ± 8	4.640	66
26,5	$4,682 \pm 0,026$	33 ± 7	4.690	31
31,5	$4,704 \pm 0,027$	34 ± 7	4.706	36
36,5	$4,720 \pm 0,027$	44 ± 7	4.712	51
41,5	$4,713 \pm 0,022$	73 ± 7	4.702	68
51,5	$4,624 \pm 0,021$	111 ± 7	4.616	106
56,5	$4,542 \pm 0,018$	136 ± 12	4.533	126

Tabelle D.3: Ergebnisse der mittleren Impulse und der Impulsbreiten aus den Impulsverteilungen der Abbildung 4.23 mit einer Solenoidstromstärke von 280 A für unterschiedliche Hochfrequenzphasen

D.2 Longitudinale Verteilung

Die Längen der Elektronenpakete werden als RMS 90% angegeben. Die Ergebnisse der Längen aus Abbildung 5.14 sind in Tabelle D.4 aufgelistet.

	RMS 90%, mm	
$\phi_0, ^o$	Messung	Simulation
16,5	$3,03 \pm 0,48$	2,71
26,5	$2,26 \pm 0,48$	2,21
31,5	$2,56 \pm 0,48$	2,34
36,5	$2,50 \pm 0,48$	2,49
41,5	$2,56 \pm 0,48$	2,70
51,5	$3,16 \pm 0,48$	3,22
56,5	$3,39 \pm 0,48$	3,58

Tabelle D.4: Elektronenpaketlängen der Verteilungen der Abbildung 5.14 für unterschiedliche Hochfrequenzphasen

Anhang E

Berechnung des Transport-Matrix-Elementes R_{56}

Das Transport-Matrix-Element ist von Bedeutung bei der Bestimmung der Elektronenpaketlänge vor dem Dipol, wenn die Länge im dispersiven Arm gemessen wird. Es wird berechnet durch [47]

$$R_{56} = \frac{h^2}{k_M^3} \cdot (k_M L - \sin(k_M L)), \tag{E.1}$$

mit $k_M^2 = (1-n_M)h^2$, $n_M = 0$ für Dipolmagnete, L der Länge der Elektronenbahn zwischen den Polschuhen des Dipols und h dem inversen Ablenkradius. Bei Verwendung der effektiven Länge von Gleichung (4.8) ergibt sich

$$R_{56,eff} = -\rho_{eff}(\alpha - \sin\alpha) = (-63,2 \pm 1,6)\ \text{mm}. \tag{E.2}$$

Ein Elektron mit höherem Impuls als dem mittleren Impuls des Elektronenpaketes muss einen längeren Weg durch den Dipol zurücklegen. Um dies zu berücksichtigen, ist das Matrix-Element negativ.

Literaturverzeichnis

[1] F. Richard et al. TESLA, The Superconducting Electron-Positron Linear Collider with an Integrated X-Ray Laser Laboratory, Technical Design Report. http://tesla.desy.de/new_pages/TDR_CD/start.html, 2001.

[2] L. C. Teng. Maximizing the spectral brilliance of an undulator. *FERMILAB-TM-1282*, 1984. http://library.fnal.gov/archive/test-tm/1000/fermilab-tm-1282.shtml.

[3] J. F. Schmerge et al. 6D phase space measurements at the SLAC Gun Test Facility. *SLAC-PUB-9681*, 2003.

[4] R. Akre, L. Bentson, P. Emma und P. Krejcik. A transverse rf deflecting structure for bunch length and phase space diagnostics, 2001. Contributed to IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 2001), Chicago, Illinois, 18-22 Jun 2001.

[5] T. Watanabe et al. Overall comparison of subpicosecond electron beam diagnostics by the polychromator, the interferometer and the femtosecond streak camera. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A480:315–327, 2002.

[6] T. Kobayashi, T. Kozawa, T. Ueda und M. Uesaka. Precise measurement of a subpicosecond electron single bunch by the femtosecond streak camera. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A 406:371–379, 1998.

[7] M. E. Conde et al. Generation and acceleration of high charge short electron bunches. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 1:041302, 1998.

[8] P. Michelato et al. Characterization of Cs_2Te photoemissive film: formation, spectral responses and pollution. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A 393:464–468, 1997.

[9] E. Chevallay, J. Durand, S. Hutchins, G. Suberlucq und M. Wurgel. Photocathodes tested in the dc gun of the cern photoemission laboratory. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A340:146–156, 1994.

[10] P. Michelato. Photocathodes for RF photoinjectors. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A 393:455–459, 1997.

[11] B. Dwersteg, K. Flöttmann, J. Sekutowicz und C. Stolzenburg. RF gun design for the TESLA VUV free electron laser. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A393:93–95, 1997.

[12] J. Sekutowicz. 2D FEM code with third order approximation for RF cavity computation. *Proc. Conf. Linear Acc.*, Tsukuba, 1994.

[13] J. Rossbach und P. Schmüser. Basic course on accelerator optics. DESY internal report M-93-02, Februar 1993.

[14] I. Bohnet, K. Flöttmann und Q. Zhao. Magnetic field investigations of the solenoid arrangement for PITZ. PITZ Note, http://desyntwww.desy.de/pitz/, 2002.

[15] I. Bohnet. Magnetic field measurement on the PITZ quadrupole triplet. PITZ Note, http://desyntwww.desy.de/pitz/, 2002.

[16] K. Honkovaara. Considerations of streak camera measurements for Photo Injector Test Facility (PITZ) in DESY Zeuthen, 2000. PITZ Note, http://desyntwww.desy.de/pitz/.

[17] Private Kommunikation mit Vertretern der HAMAMATSU Photonics Deutschland GmbH, 2003.

[18] G. B. Fisher, P. Gregory, R. A. Powell und W. E. Spicer. Photoemission studies of Cesium Telluride. *Physical review B*, 8(8):3987–3995, 1973.

[19] D. Sertore et al. First operation of cesium telluride photocathodes in the ttf injector rf gun. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A 445:422–426, 2000.

[20] S. H. Kong et al. Performance of cesium telluride photocathodes as an electron source for the Los Alamos Advanced FEL. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A 358:284–286, 1995.

[21] R. Bossart et al. CLIC test facility developments and results. *Prepared for IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 1995)*, Dallas, Texas, 1995.

[22] Kwang-Je Kim. RF and space-charge effects in laser-driven RF electron guns. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A 275:201–218, 1989.

[23] K. Flöttmann. Some basic features of the beam emittance. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 6:034202, 2003.

[24] K. Flöttmann, T. Limberg und P. Piot. Generation of ultrashort bunches by cancellation of nonlinear distortions in the longitudinal phase space. DESY-TESLA-FEL-2001-06, http://tesla.desy.de/new_pages/FEL_Reports/2001/pdf_files/fel2001-06.pdf, 2001.

[25] K. Flöttmann. A Space Charge Tracking Algorithm (ASTRA). http://www.desy.de/∼mpyflo/.

[26] K. Flöttmann. Note on the thermal emittance of electrons emitted by Cesium Telluride photo cathodes. DESY-TESLA-FEL-1997-01, http://tesla.desy.de/new_pages/FEL_Reports/1997/pdf_files/fel1997-01.pdf, Februar 1997.

[27] H.-J. Bartsch. *Taschenbuch Mathematischer Formeln*. Verlag Harri Deutsch, 1990.

[28] Datenblatt von Layertec GmbH.

[29] A. Murokh et al. Limitations of the resolution of YAG:Ce beam profile monitor of high brightness electron beam. *World Scientific*, 2000.

[30] D. Lipka et al. Measurement of the longitudinal phase space for the photoinjector test facility at DESY Zeuthen. In M. Brunken, H. Genz und A. Richter, Editoren, *Free Electron Lasers 2001*, Seiten II–37, 2001.

[31] D. Lipka. Saturation of light intensity from a YAG-screen at the TESLA Test Facility. PITZ note 09-01, http://www-zeuthen.desy.de/∼dlipka/internal_notes/yagfinal.ps, 2001.

[32] K. Flöttmann und D. Lipka. Principle of momentum and momentum spread measurement at PITZ. PITZ Note 05-02, http://www-zeuthen.desy.de/∼dlipka/internal_notes/descriptionenergy.ps, 2002.

[33] H. Schlarb. TTF manual. http://tesla.desy.de/TTFLOGBOOK/Manuals/index_manual.html, 2001.

[34] Private Kommunikation mit K. Flöttmann, 2002.

[35] J. Yang et al. Experimental studies of photocathode RF gun with laser pulse shaping, 2003. http://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/papers/TUPRI075.pdf.

[36] A. F. Danilyuk et al. Recent results on aerogel development for use in cherenkov counters. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A494:491–494, 2002.

[37] A. R. Buzykaev, A. F. Danilyuk, S. F. Ganzhur, E. A. Kravchenko und A. P. Onuchin. Measurement of optical parameters of aerogel. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A433:396–400, 1999.

[38] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, 1982.

[39] A. Buzykaev et al. Aerogels with high optical parameters for Cherenkov counters. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A379:465–467, 1996.

[40] M. Yu. Barnyakov et al. Aerogel cerenkov counters for the KEDR detector. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A453:326–330, 2000.

[41] J. Bähr, V. Djordjadze, D. Lipka, A. Onuchin und F. Stephan. Aerogel radiator for bunch length measurements, 2003. in Vorbereitung zur Veröffentlichung bei Nucl. Instrum. and Meth.

[42] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. BI-Wiss.-Verl., 1993.

[43] K. Hagiwara et al. Review of particle physics. *Physical review D*, 66, 2002.

[44] Geant4. http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html.

[45] D. Lipka und D. Richter. Measurement of the refractive index of silica aergoel in vacuum. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A 513/3:635–638, 2003.

[46] J. Bähr, D. Lipka und H. Lüdecke. Optical transmission line for streak camera measurement at PITZ, Dipac Mainz 2003. http://bel.gsi.de/dipac2003/papers/PM05.pdf.

[47] K. L. Brown. A first and second order matrix theory for the design of beam transport systems and charged particle spectrometers. *Adv. Part. Phys.*, 1:71–134, 1968.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben, herzlich bedanken.

Herrn Dr. D. Richter möchte ich besonders danken für die sehr gute Zusammenarbeit, die Diskussionen und das Korrekturlesen der Dissertation. Herrn Dr. K. Flöttmann danke ich herzlichst für die anregenden Diskussionen, die Unterstützung in kritischen Situationen und das Korrekturlesen. Mein Dank geht an Dr. F. Stephan für die Aufgabenstellung, anregenden Diskussionen, kritische Fragen und auch für das Korrekturlesen. Der PITZ-Gruppe möchte ich für die Unterstützung danken. Herrn J. Kolbe möchte ich danken für die sehr gute Konstruktion und Beaufsichtigung bei der Herstellung des Messsystems für die Messung der longitudinalen Elektronenpaket-Verteilung. Herrn Dr. S. Schreiber und Herrn Dr. P. Piot danke ich für die Unterstützung bei vielen Messungen. Herrn Dr. I. Will danke ich für viele interessante Diskussionen und Hilfe bei dem Umgang mit der Streak-Kamera. Herrn Prof. Dr. A. Onuchin danke ich für die Beantwortung vieler Fragen und für das Aerogel.

Meiner Frau danke ich am herzlichsten.

Erklärung

Hiermit versichere ich, die Dissertation selbstständig verfasst und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt zu haben. Ich habe mich anderwärts nicht um einen Doktorgrad beworben und besitze einen entsprechenden Doktorgrad nicht. Ich erkläre die Kenntnisnahme der dem Verfahren zugrunde liegenden Promotionsordnung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I der Humboldt-Universität zu Berlin an.

Dirk Lipka, den 12. Januar 2004