

**Ein neuartiger DIRC
Demonstrationsdetektor für das
WASA-at-COSY und das
PANDA-Experiment**

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades Dr. rer. nat.

vorgelegt von

Adrian Zink

aus Mainz

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

| | |
|------------------------------------|---|
| Tag der mündlichen Prüfung: | 20.10.2014 |
| Vorsitzender des Promotionsorgans: | Prof. Dr. Johannes Barth |
| Gutachter: | Prof. Dr. Wolfgang Eyrich Prof. Dr. Uli Katz |

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Dissertation wurde ein auf interner Reflexion beruhender Cherenkov-Detektor (DIRC) für das WASA-at-COSY-Experiment geplant, simuliert, konstruiert und schließlich gefertigt. Zu Beginn wurde ein simpler Prototyp getestet, um die Machbarkeit zu demonstrieren. Im Anschluss wurden die einzelnen Komponenten genauestens vermessen und ein erweiterter Prototyp konstruiert. Dieser wurde im Protonenstrahl am COSY-Beschleuniger untersucht. Die Grundlagen von Cherenkov-Detektoren sowie die einzelnen Komponenten des Detektors und die Ergebnisse der Strahltests werden in dieser Arbeit vorgestellt.

Abstract

In this thesis, a Cherenkov detector based on internal reflection (DIRC) for the WASA-at-COSY experiment was designed, simulated and constructed. At the beginning, a simple prototype was tested in order to demonstrate the feasibility. Subsequently, the individual components were precisely measured and an extended prototype was constructed. This was investigated in the proton beam at the COSY accelerator. The basics of Cherenkov detectors as well as the individual components of the detector and the results of the beam tests are presented in this work.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1. Einführung | 1 |
| 2. Cherenkov-Strahlung | 3 |
| 2.1. Cherenkov-Licht | 3 |
| 2.2. Cherenkov-Detektoren | 9 |
| 2.2.1. Schwellenwert-Cherenkovzähler | 9 |
| 2.2.2. Ring-abbildende Detektoren | 11 |
| 2.2.3. Detektoren basierend auf interner Reflexion | 12 |
| 2.3. Übersicht über bereits realisierte und geplante DIRC-Detektoren | 14 |
| 2.3.1. Der BaBar-DIRC | 14 |
| 2.3.2. Weiterentwicklung der DIRC-Detektoren | 17 |
| 2.4. Andere Cherenkov-Detektoren | 19 |
| 3. Der WASA-DIRC | 21 |
| 3.1. Das WASA-Experiment | 21 |
| 3.2. Anforderungen an den WASA-DIRC | 23 |
| 4. Suche und Auswahl geeigneter Photodetektoren | 25 |
| 4.1. Photomultiplier - Funktion und Aufbau | 25 |
| 4.2. Wichtige Parameter von PMTs | 27 |
| 4.3. Messstand zur Bestimmung der entscheidenden Parameter der PMTs | 29 |
| 4.3.1. Scanbox | 29 |
| 4.3.2. Quanteneffizienzmessstand | 30 |
| 4.4. Hamamatsu H8500C PMT mit normaler Kathode | 30 |
| 4.4.1. Verstärkung, Übersprechen, Uniformität und Zeitauflösung | 31 |
| 4.4.2. Quanten- und Detektionseffizienz | 32 |
| 4.5. Hamamatsu H10966-100 PMT mit Superkathode | 34 |
| 4.6. Hamamatsu R8900-100-M16 PMT mit Superkathode | 34 |
| 4.6.1. Verstärkung, Übersprechen, Uniformität und Zeitauflösung | 35 |
| 4.6.2. Quanten- und Detektionseffizienz | 36 |
| 4.7. Hamamatsu R11265-100-M16 PMT mit Superkathode | 39 |
| 4.7.1. Verstärkung, Übersprechen, Uniformität und Zeitauflösung | 40 |
| 4.7.2. Quanten- und Detektionseffizienz | 42 |
| 4.8. Microchannel-Plate-PMTs (MCP-PMTs) | 44 |

| | |
|---|------------|
| 4.9. Überblick und Entscheidungsfindung | 45 |
| 5. Radiatormaterial und Design der optischen Elemente | 47 |
| 5.1. PMMA Materialeigenschaften | 47 |
| 5.2. Fokussierende Optiken | 48 |
| 6. Erste Prototypentests | 51 |
| 6.1. Design der Prototypen | 51 |
| 6.2. Ablauf der Tests | 52 |
| 6.3. Ergebnisse der Tests | 54 |
| 6.3.1. Photonenhitpattern | 54 |
| 6.3.2. Photonenzahl pro Event | 55 |
| 6.3.3. Auflösung des Detektors | 55 |
| 6.4. Diskussion der Ergebnisse | 57 |
| 7. Vom Prototypen zum Demonstrator - Änderungen und Verbesserungen | 59 |
| 7.1. Neues Design der fokussierenden Elemente | 59 |
| 7.2. Änderung des experimentellen Setup | 64 |
| 7.3. Ausleseelektronik | 64 |
| 8. Neuartige Messelektronik | 65 |
| 8.1. Front-End-Elektronik Padiwa-Board | 65 |
| 8.2. Datenaufnahme mit TRBv3 | 69 |
| 8.3. Zusammenspiel von PMT, Padiwa und TRBv3 | 72 |
| 8.3.1. Zeitauflösung des Gesamtsystems | 72 |
| 8.3.2. Ratenverträglichkeit | 74 |
| 8.3.3. Einfluss der Kabellänge | 75 |
| 8.4. Fazit | 76 |
| 9. Demonstrator test am externen COSY-Strahl | 77 |
| 9.1. Aufbau des Demonstrators | 78 |
| 9.2. Durchführung der Tests | 82 |
| 9.3. Diskussion der Testergebnisse | 86 |
| 9.3.1. Übersicht über die Cherenkov-Pattern bei direktem Durchschuss | 86 |
| 9.3.2. Patternposition bei verschiedenen Einstrahlwinkeln | 93 |
| 9.3.3. Betrachtung der Zeitverteilung und Zeitauflösung | 96 |
| 9.3.4. Hodoskop-Auslese mit TRBv3 und Padiwa | 97 |
| 9.3.5. Pattern gestreuter Protonen | 100 |
| 9.4. Zusammenfassung der Ergebnisse der Demonstrator tests und Vergleich mit Simulationen | 112 |
| 10. Bewertung der Ergebnisse und weitere Entwicklungen | 113 |
| 10.1. Bewertung der Ergebnisse | 113 |
| 10.2. Weitere Entwicklungen | 114 |
| 10.2.1. Padiwa Amps | 114 |

| | |
|---|------------|
| 10.2.2. COMPASS Vertexdetektor | 115 |
| 10.3. Zukunft des WASA-DIRC Projektes | 116 |
| A. Anhang | 117 |
| Abbildungsverzeichnis | 123 |
| Tabellenverzeichnis | 127 |
| Literaturverzeichnis | 129 |

Eine wissenschaftliche Entdeckung ist nie die Arbeit von nur einer Person.

(Louis Pasteur)

1. Einführung

EINES der Aufgabengebiete der modernen Experimentalphysik ist die Untersuchung der Bestandteile der Materie. Je kleiner die zu untersuchenden Objekte werden, desto größer muss die Auflösung der verwendeten Apparate werden. Bestandteile von Zellen können mit Lichtmikroskopen untersucht werden, deren Auflösungsvermögen im Bereich der Wellenlänge des Lichts von mehreren 100 nm liegt. Geht man nun zu kleineren Strukturen, wie beispielsweise Molekülen, verwendet man Elektronenmikroskope, die aufgrund der geringeren Wellenlänge von Elektronenstrahlen eine Auflösung von bis zu 0,1 nm erreichen. Zur Untersuchung noch kleinerer Strukturen werden Strahlen mit noch kürzerer Wellenlänge benötigt. Dazu erzeugt man in Teilchenbeschleunigern Strahlen von geladenen Teilchen (z.B. Protonen) mit einer Energie im Bereich von einigen MeV zur Untersuchung der Bestandteile der Atome, bis hin zu einigen TeV zur Auflösung der inneren Struktur von Protonen und Neutronen.

Zur Erzeugung dieser Strahlen werden große Beschleunigeranlagen konstruiert, wie der Large Hadron Collider (LHC) am Kernforschungszentrum CERN in Genf oder auch der COSY (Cooler Synchrotron)-Beschleuniger am Forschungszentrum Jülich. Hier werden die geladenen Teilchen mittels elektrischer Felder auf hohe Energien beschleunigt und durch Magnete in großen Speicherringen mit anderen Teilchen in Kollision gebracht. Anschließend werden die Kollisionsprodukte, deren Verteilung, Art und Häufigkeit untersucht, um einen Einblick in die Struktur der Teilchen sowie über die Wechselwirkungen zwischen ihnen zu erlangen.

Zur Untersuchung der Kollisionen werden in den einzelnen Experimenten verschiedene Detektoren eingesetzt, die verschiedene Aufgaben – wie beispielsweise die Vermessung der Flugbahn oder der Energie der einzelnen Teilchen – haben. Ein Beispiel für einen Detektor, der sensitiv auf die Geschwindigkeit geladener Teilchen reagiert, ist der Cherenkov-Detektor, der in dieser Arbeit vorgestellt wird. In Kapitel 2 wird allgemein das Cherenkov-Prinzip beschrieben und die verschiedenen Möglichkeiten, daraus Detektoren für verschiedene Einsatzgebiete zu konstruieren, diskutiert. In den darauf folgenden

1. Einführung

Kapiteln wird ein speziell für die Bedingungen am WASA¹-at-COSY-Experiment angepasster Detektor, der auch als Demonstrationsdetektor für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ ²-Experiment am geplanten FAIR³-Beschleuniger in Darmstadt dient, vorgestellt.

Im Speziellen werden in Kapitel 6 die Ergebnisse eines ersten Prototypentests vorgestellt. Die Kapitel 4, 5 und 8 beschäftigen sich mit den einzelnen Komponenten des Detektors, den Photonensensoren, den verwendeten Radiatormaterialien sowie der Messelektronik. Im Kapitel 9 wird der Demonstrationsdetektor vorgestellt, die mit ihm durchgeführten Tests beschrieben und die Ergebnisse gezeigt. Zum Abschluss werden in Kapitel 10 die Ergebnisse in einen Zusammenhang mit den bisherigen Arbeiten rund um das Thema Cherenkov-Detektoren gestellt und ein Ausblick auf die Zukunft gegeben.

¹Wide Angle Shower Apparatus

²Anti-Proton-Annihilation at Darmstadt

³Facility for Antiproton and Ion Research

Die Natur hat jederzeit recht, und das gerade am gründlichsten, wo wir sie am wenigsten begreifen.

(Johann Wolfgang von Goethe)

2. Cherenkov-Strahlung

DIE vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einem Cherenkov-Detektor. Daher beschreibt dieses Kapitel den Cherenkov-Effekt und gibt eine Übersicht über die verschiedenen Möglichkeiten, diesen zu nutzen. Es wird besonders auf bisher realisierte Detektoren, die auf interner Reflexion basieren, eingegangen.

2.1. Cherenkov-Licht

Wenn sich geladene Teilchen, z.B. Protonen oder Elektronen, mit einer Geschwindigkeit v_p durch ein Medium (Radiator) bewegen, die größer ist als die Phasengeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen (Lichtgeschwindigkeit) c_{medium} in diesem, kommt es zu einer asymmetrischen Polarisierung des Mediums, die zur Emission von Photonen führt, wie erstmals in [Cer34] beschrieben.

Die Strahlung wird entlang der Flugrichtung kegelförmig mit einem Öffnungswinkel von 2θ emittiert wie in Abbildung 2.1 dargestellt. Der Winkel θ ist zum einen über den Brechungsindex abhängig von der Wellenlänge der Photonen, zum anderen von der Geschwindigkeit der geladenen Teilchen. Es gilt:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta \cdot n(\lambda)} \quad (2.1)$$

θ = Cherenkov-Winkel

$$\beta = \frac{v_p}{c_{\text{vakuum}}}$$

$n(\lambda)$ = Brechungsindex des Mediums

λ = Wellenlänge

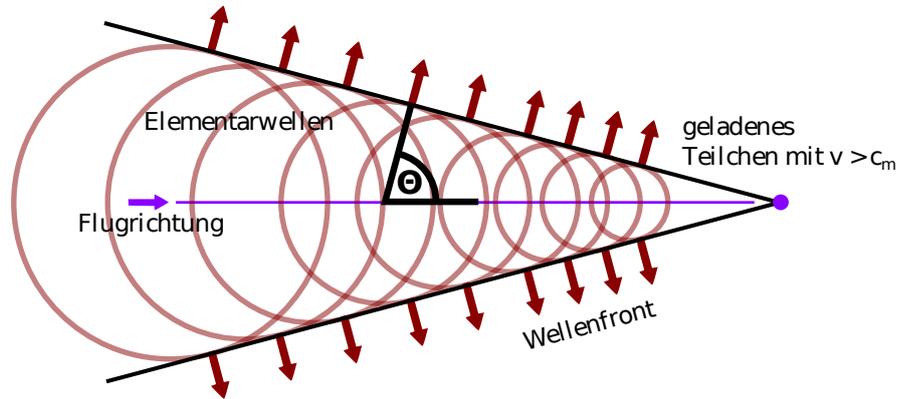


Abbildung 2.1.: Entstehung des Cherenkov-Kegels. Entlang der Flugbahn des Teilchens werden Elementarwellen emittiert, die sich zu einer gemeinsamen Wellenfront unter dem Winkel θ überlagern. Bei Unterlichtgeschwindigkeit würden die Wellen destruktiv interferieren.

Nur für $\beta > \frac{1}{n}$ ist Gleichung 2.1 lösbar. Maximal ist der Cherenkov-Winkel, wenn die Geschwindigkeit der Teilchen gegen die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_{vakuum} konvergiert ($\beta \rightarrow 1$).

In Abbildung 2.2 ist für zwei Materialien, Polymethylmethacrylat¹ (PMMA) und ein Argon-Neon-Gemisch, der Cherenkov-Winkel für verschiedene Teilchenarten über dem Impuls aufgetragen. Knapp über der Cherenkov-Schwelle ist die Änderung des Winkels maximal, gegen höhere Impulse konvergiert der Winkel für alle Teilchenarten gegen den gleichen Maximalwinkel. Im PMMA mit einem Brechungsindex von 1,49 @ 589 nm erzeugen alle Teilchen bereits unterhalb von 1000 MeV/c Cherenkov-Licht. Im Argon-Neon-Gemisch mit einem Brechungsindex von 1,000135 @ 589 nm liegt die Schwelle für Protonen bei einem Impuls von 57,1 GeV/c. Der Maximalwinkel ist mit 0,94° im Vergleich zu den 47,84° des PMMA Radiators gering.

¹PMMA ist ein transparenter Kunststoff, auch Acrylglas oder umgangssprachlich Plexiglas genannt.

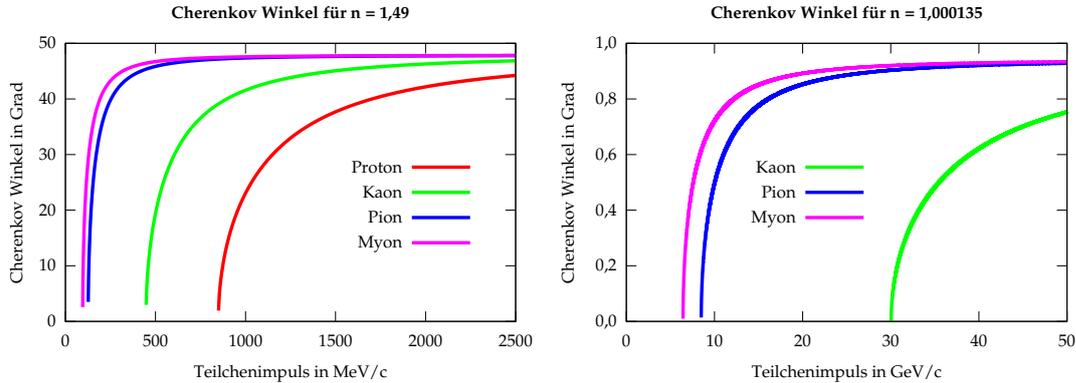


Abbildung 2.2.: Cherenkov-Winkel über Impuls; Links: PMMA; Rechts: Argon-Neon-Gemisch.

Es lassen sich ebenfalls Aussagen über die Anzahl an emittierten Photonen in Abhängigkeit der Dicke des Mediums, des Brechungsindex und der Wellenlänge der Photonen treffen:

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \quad (2.2)$$

- N = Anzahl der Photonen
- x = Dicke des Mediums
- z = Ladung des Teilchens
- α = Feinstrukturkonstante

In Abbildung 2.3 ist das Spektrum der Cherenkov-Photonen für verschiedene Protonenenergien gezeigt, wobei die Dispersion vernachlässigt wird. Die Energie von $E_{\text{kin}} = 1$ GeV entspricht einem β von 0,8752.

Die Anzahl der emittierten Photonen nimmt entsprechend Gleichung 2.2 stark mit zunehmender Wellenlänge ab. Ebenfalls ist sichtbar, dass sich mit steigender Energie der geladenen Teilchen (entspricht einer höheren Geschwindigkeit) die Anzahl der Photonen erhöht. In nicht UV-transparenten Materialien wie z.B. PMMA wird somit ein großer Teil der Photonen unterhalb von 400 nm absorbiert. Aufgrund der hohen Dispersion

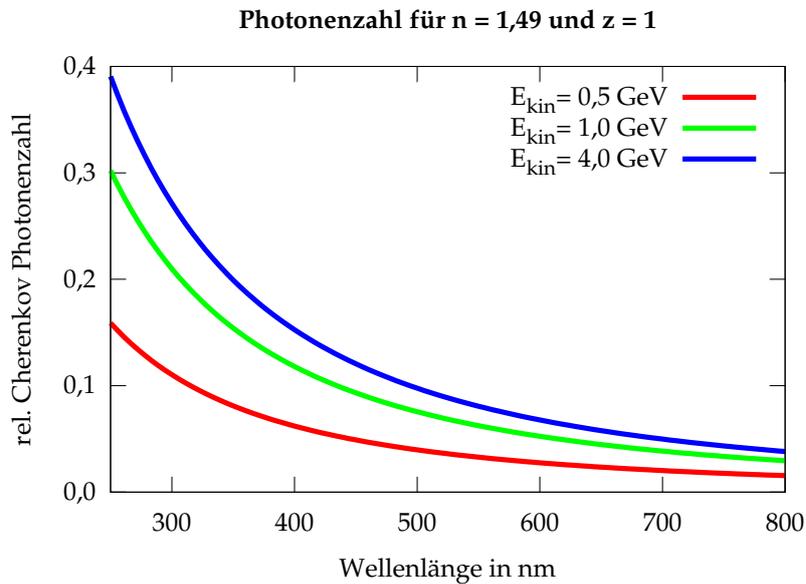


Abbildung 2.3.: Spektrum der Cherenkov-Photonen für verschiedene Protonenenergien, ohne Berücksichtigung von Dispersion.

im UV-Bereich bei typischen Cherenkov-Materialien ist ein Ausblenden der Photonen unterhalb der UV-Grenze durchaus sinnvoll, um eine möglichst hohe Auflösung zu erreichen. Abbildung 2.4 zeigt die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge für Fused Silica (Quarzglas aus reinem Siliziumdioxid).

Durch Integration von Gleichung 2.2 über einen bestimmten Wellenlängenbereich, z.B. den Empfindlichkeitsbereich eines typischen Photomultipliers mit UV-transparentem Fenster von 300 nm bis 650 nm, erhält man die Anzahl der Photonen pro Weglänge (Dicke des Materials). In Abbildung 2.5 ist die Anzahl für zwei verschiedene Bereiche über β aufgetragen. Unter Hinzunahme der Photonen im UV-Bereich verdoppelt sich die Ausbeute annähernd.

In Abbildung 2.6 betrachtet man die Abhängigkeit der Cherenkov-Photonenzahl vom Brechungsindex. Für die Entstehung von Cherenkov-Strahlung bei einer bestimmten Teilchenenergie ist eine Mindestbrechzahl notwendig. Mit zunehmender Geschwindigkeit nimmt die Schwelle für deren Emission deutlich ab.

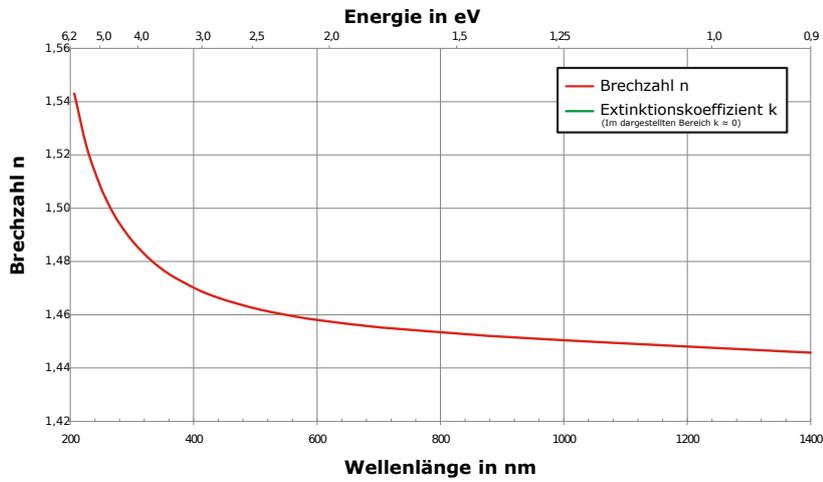


Abbildung 2.4.: Dispersion von Fused Silica, Brechungsindex über Energie und Wellenlänge. Zu sehen ist eine starke Zunahme des Brechungsindex unterhalb von 400 nm [Cep07].

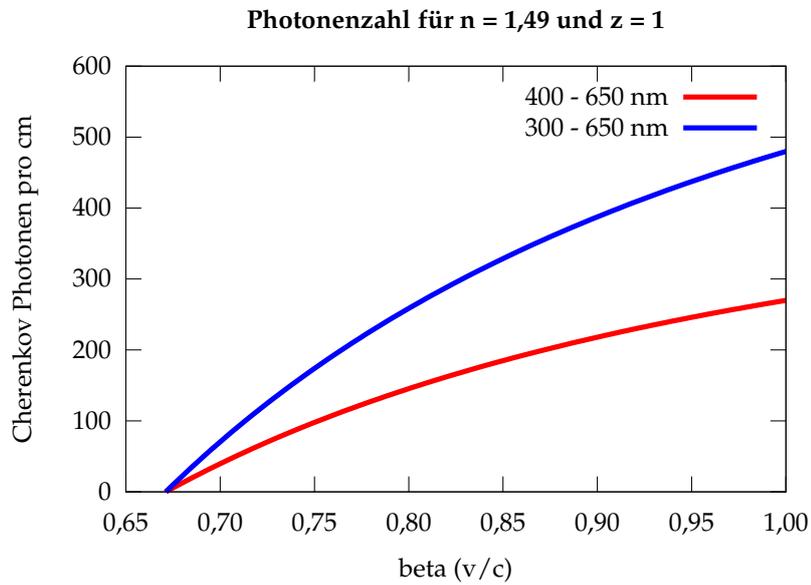


Abbildung 2.5.: Anzahl der Cherenkov-Photonen für verschiedene Wellenlängenbereiche, aufgetragen über der Geschwindigkeit β , ohne Berücksichtigung von Dispersion.

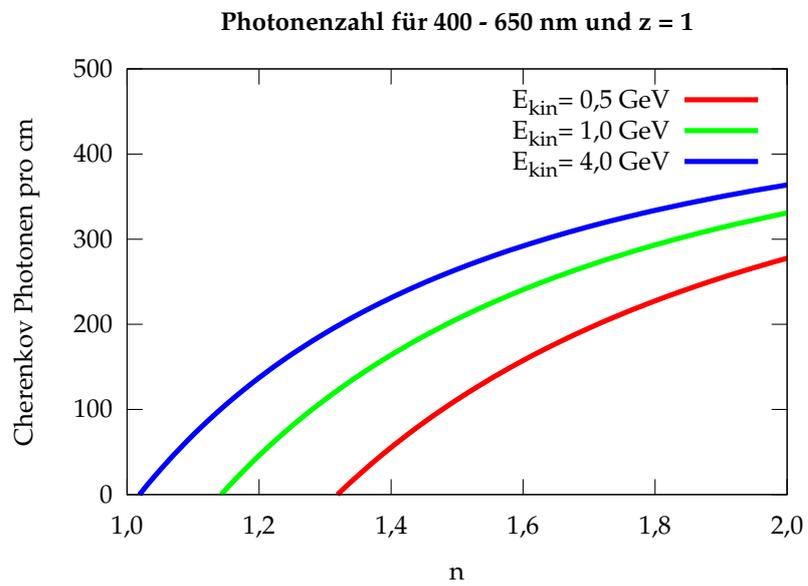


Abbildung 2.6.: Anzahl der Cherenkov-Photonen für verschiedene Protonenenergien, aufgetragen über den Brechungsindex n , ohne Berücksichtigung von Dispersion.

2.2. Cherenkov-Detektoren

In vielen Experimenten der hochenergetischen Kern- und Teilchenphysik werden mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern in Streuexperimenten unterschiedlichste Teilchenarten erzeugt. Die Bestimmung ihrer Identität (PID, Particle Identification) und ihrer Energie ist für die Analyse der Reaktionen in vielen Fällen unerlässlich. Durch die Ablenkung geladener Teilchen in Magnetfeldern lässt sich deren Impuls $p = m \cdot v$ bestimmen. Da der Cherenkov-Winkel sensitiv auf die Geschwindigkeit der Teilchen ist, lässt sich die Masse bestimmen und somit die Identität festlegen. Bei bekannter Teilchenart kann ein Cherenkov-Detektor über die Energie-Impuls-Beziehung zur Energiebestimmung beitragen. Ein großer Vorteil der Cherenkov-Detektoren ist der relativ geringe Energieverlust der Teilchen beim Durchgang durch den Radiator, im Besonderen, wenn Gase verwendet werden.

2.2.1. Schwellenwert-Cherenkovzähler

Die einfachste Art von Cherenkov-Detektoren, der sogenannte Schwellenwert-Cherenkovzähler, eignet sich nur zur Unterscheidung verschiedener Teilchenarten in bestimmten Impulsbereichen. Für Teilchen mit gleichem Impuls, aber unterschiedlicher Masse gelten in Materialien verschiedene Grenzen für die Erzeugung von Cherenkov-Licht. Teilchen mit geringer Masse können bereits in Materialien mit geringem Brechungsindex n Cherenkov-Licht erzeugen. Als weitere Information lässt sich die Anzahl der Cherenkov-Photonen bestimmen, die wiederum ein Maß für die Geschwindigkeit der Teilchen ist. In Abbildung 2.7 ist der Aufbau eines solchen Detektors schematisch dargestellt. Aufgrund des kleiner werdenden Brechungsindex erzeugen nur Teilchen mit hoher Geschwindigkeit (im vorliegenden Fall das Pion) in allen Radiatoren ein Signal.

Ein Detektor dieser Art kommt beispielsweise in den Hall A Spektrometern am Jefferson Lab² zum Einsatz. Dort dient er zur Separation von Elektronen, Myonen und Pionen gegenüber Protonen. Abbildung 2.8 links zeigt den Querschnitt des Detektors. Die im Aerogel mit Brechungsindex $n = 1,025$ erzeugten Photonen werden über Parabolspiegel auf Photomultiplier fokussiert. Rechts ist die Amplitude des Photomultiplier Signals (proportional zur Anzahl der Photonen) für Positronen, Pionen und Protonen mit einem Impuls von $2 \text{ GeV}/c$ gezeigt. Zwischen Positronen und Pionen ist aufgrund ihrer geringen Masse und daher hoher Geschwindigkeit $\beta \rightarrow 1$ kein Unterschied in der Photonenzahl zu erkennen, während dagegen Protonen, mit $\beta = 0,90$, kein Signal hinterlassen. Die Schwelle für Protonen liegt bei einem Impuls von $4,17 \text{ GeV}/c$.

²Forschungszentrum in Newport News, Virginia, USA mit Elektronenbeschleuniger bis zu 6 GeV (derzeit Upgrade auf 12 GeV im Bau)

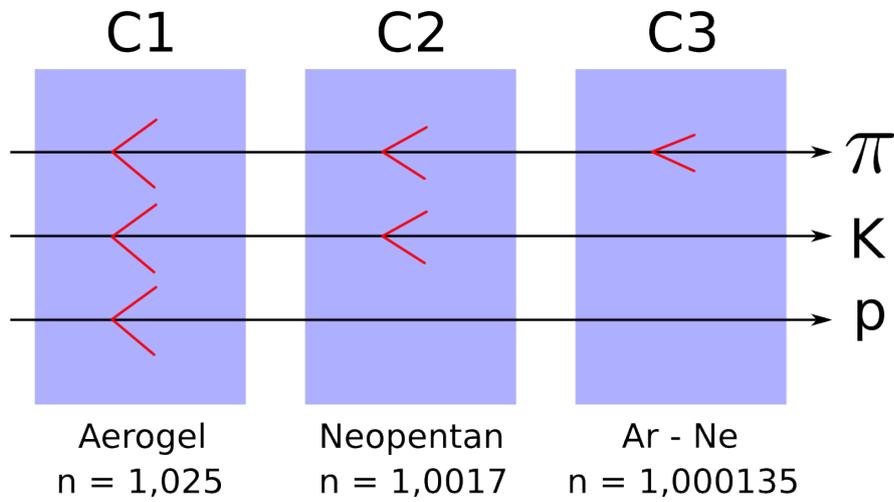


Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung eines Schwellenwert-Cherenkovzählers. Die Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen erfolgt über drei verschiedene Radiatoren C1, C2 und C3 mit verschiedenen Brechzahlen. Der Impuls der Teilchen beträgt jeweils $10 \text{ GeV}/c$ [Sch09].

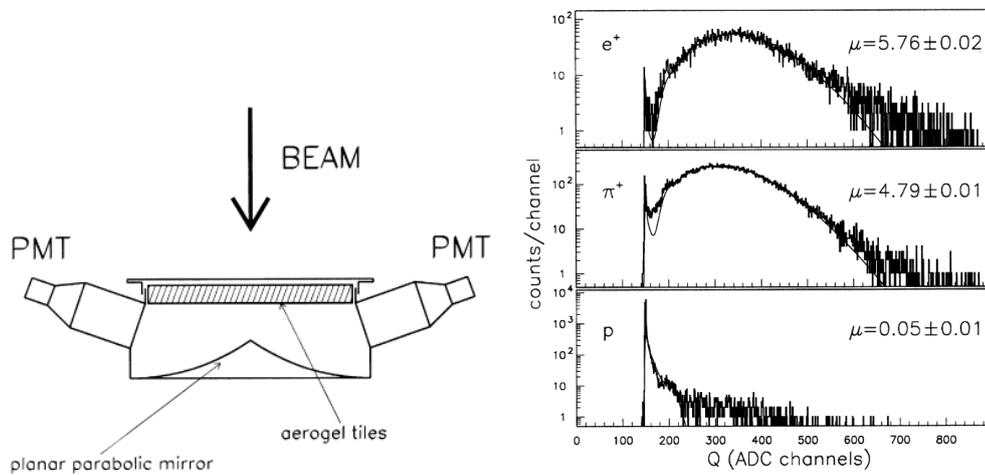


Abbildung 2.8.: Schwellenwert-Cherenkovzähler am Jefferson Lab Hall A Spektrometer; Links: Querschnitt durch den Detektor; Rechts: Amplitude des Photomultiplier-signals für verschiedene Teilchenarten. μ entspricht der mittleren Anzahl an detektierten Photonen bei $2 \text{ GeV}/c$ Impuls. Beide Abbildungen aus [P⁺01].

2.2.2. Ring-abbildende Detektoren

Ring-abbildende Detektoren (RICH, Ring Imaging Cherenkov) bilden den im Radiator (häufig gasförmig) entstehenden Cherenkovkegel über eine Optik als Ringe auf eine Fokalebene ab. Dies geschieht meist über parabolisch geformte Spiegel. Die unter gleichem Winkel emittierten Photonen werden auf den gleichen Punkt in der Fokalebene reflektiert. Aus der Distanz zwischen Spiegel und Fokalebene sowie dem Radius des Cherenkov-Ringes kann der Öffnungswinkel des Kegels und damit die Geschwindigkeit des Teilchens bestimmt werden. In Abbildung 2.9 ist ein RICH schematisch dargestellt.

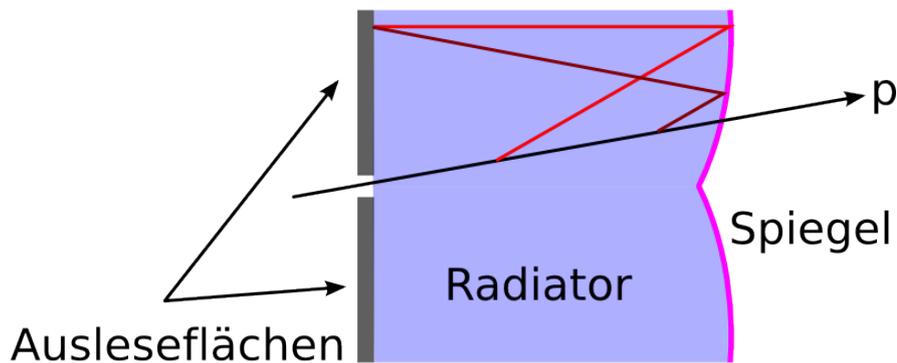


Abbildung 2.9.: Schematische Darstellung eines RICH Detektors. Die an verschiedenen Stellen der Flugbahn emittierten Photonen werden auf dem gleichen Punkt der Auslesefläche fokussiert, da sie unter dem gleichen Winkel emittiert wurden. [Sch09]

Zur Teilchenidentifikation werden RICH Detektoren mittlerweile in einer Reihe von Experimenten eingesetzt. Ein Beispiel ist der RICH-1 des COMPASS Experiments³, gezeigt in Abbildung 2.10 links. Die Teilchen durchfliegen 3 m C_4F_{10} Gas, die Cherenkov-Photonen werden durch 116 sphärische UV Spiegel auf ein Array von Photodetektoren fokussiert. In Abbildung 2.10 rechts ist das Hitpattern der Fokalebene für ein Event zu sehen. Die getroffenen Pixel der Photosensoren sind markiert, es sind mehrere Cherenkov-Ringe mit unterschiedlichem Radius von verschiedenen Teilchen im oberen und unteren Teil zu erkennen.

³Common Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy am CERN.

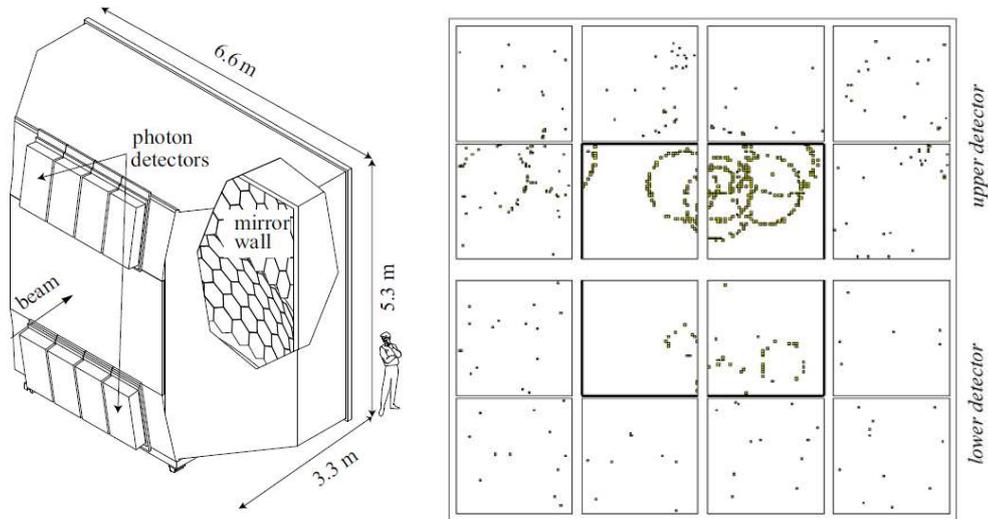


Abbildung 2.10.: RICH-1 Detektor am COMPASS Experiment; Links: Zeichnung des Detektors; Rechts: Hitpattern der Photonen auf der Fokalebene für ein Event, die Cherenkov-Ringe verschiedener Teilchen sind zu sehen. Beide Abbildungen aus [A⁺11].

2.2.3. Detektoren basierend auf interner Reflexion

Bei beengten Platzverhältnissen kann man für den Transport und die Auskopplung des Cherenkov-Lichts die Totalreflexion in optisch dichten Materialien ausnutzen. Wenn der Winkel, der auf die Grenzfläche zu Luft ($n \approx 1$) treffenden Photonen den Wert $\alpha_{\text{tot}} = \arcsin(n_{\text{medium}})$ übersteigt, verlässt das Cherenkov-Licht den Radiator nicht mehr und kann so zu den Stirnflächen geleitet werden. Die abbildenden Optiken können dann außerhalb der Engstelle platziert werden. Die Abbildung kann beispielsweise über Linsen, Propagationsvolumen oder speziell geformte fokussierende Optiken durchgeführt werden. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 2.11 das Profil eines DIRC (Detection of Internally Reflected Cherenkov light) Detektors gezeigt. Das in diesem Fall von einem Proton erzeugte Cherenkov-Licht wird winkeltreu an den Seitenflächen des Radiators zur Optik reflektiert. Die Optik besteht aus einem Material mit ebenfalls hohem Brechungsindex und besitzt eine polynomial gekrümmte Oberfläche, die das Licht wiederum durch Totalreflexion zu einer Auslesefläche fokussiert. Weiterhin wäre es auch möglich, verspiegelte Oberflächen zur Fokussierung zu verwenden. Durch die Totalreflexion wird nur ein Teil des Cherenkov-Kegels zur Auslesefläche transportiert, wodurch im Vergleich zum RICH keine vollständigen Ringe, sondern Kreisbögen zu sehen sind.

In Abbildung 2.12 ist schematisch ein DIRC-Detektor mit einem Propagationsvolumen gezeigt. Die Photonen werden in diesem Fall nicht fokussiert. Über die geeignet lange

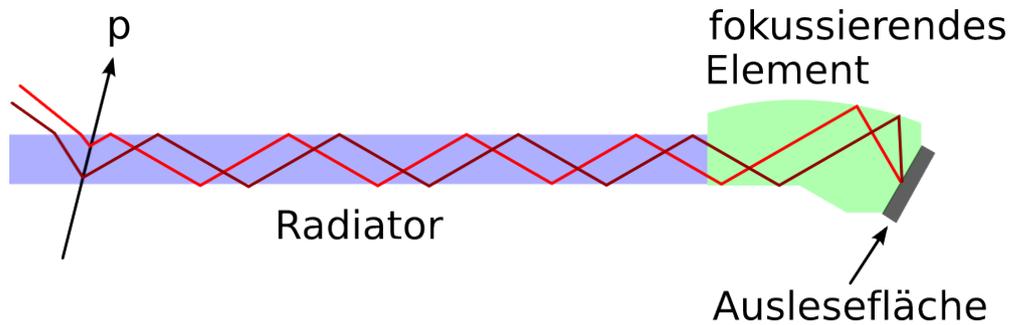


Abbildung 2.11.: Schematische Darstellung eines DIRC-Detektors mit fokussierendem Element. Die an verschiedenen Stellen der Flugbahn emittierten Photonen werden durch Totalreflexion zu einer Stirnfläche des Radiators geführt, das fokussierende Element reflektiert sie auf den gleichen Punkt der Auslesefläche [Sch09].

Propagation wird der reflektierte Kegelausschnitt zu einem Kreisbogen entsprechend der Dicke des Radiators aufgezogen. Ein Detektor dieses Typs wurde am BaBar-Experiment eingesetzt. Dieser bisher als einziger realisierter DIRC-Detektor wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

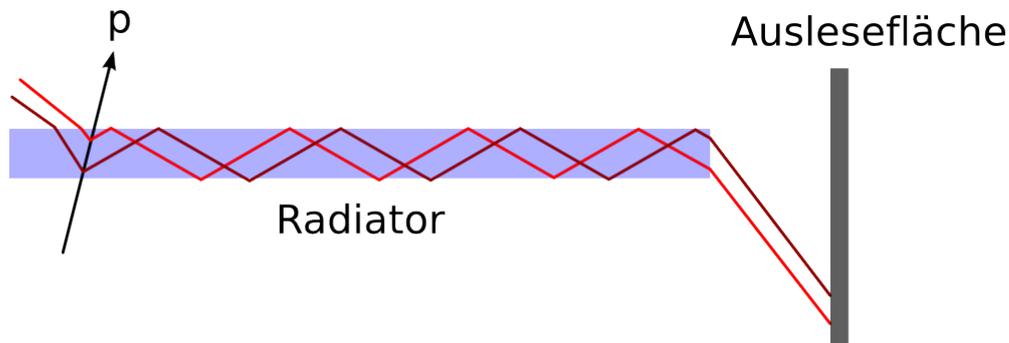


Abbildung 2.12.: Schematische Darstellung eines DIRC-Detektors mit Propagation. Die an der Stirnfläche austretenden Photonen propagieren bis zur Auslesefläche, wodurch ein Kreisbogen entsprechend der Dicke des Radiators entsteht [Sch09].

Durch die Wahl geeigneter Materialien lassen sich Cherenkov-Detektoren mit einer Dicke im Zentimeterbereich konstruieren. Im Vergleich zu RICH Detektoren mit Gas oder Aerogelfüllung sind DIRC-Detektoren aufgrund des hohen Brechungsindex auch für den niederenergetischen Bereich (für einen PMMA Radiator liegt die Schwelle für Protonen bei einem Impuls von $850 \text{ MeV}/c$) empfindlich. Für hohe Energien ist jedoch die Trennung zwischen den Teilchensorten aufgrund des minimalen Winkelunterschieds stark begrenzt.

2.3. Übersicht über bereits realisierte und geplante DIRC-Detektoren

Bereits Ende der 50er Jahre gab es Vorschläge, Cherenkov-Detektoren auf Basis von Totalreflexion und winkeltreuer Abbildungen zu konstruieren [Jel58]. 1963 wurde ein Detektorprototyp vorgestellt, bestehend aus einem 15 cm langem PMMA Zylinder mit 3 cm Durchmesser [BMCS63]. Auf einer Stirnfläche wurde eine Linse aufgebracht, die die Cherenkov-Photonen auf eine Photoplatte abbildete. Cherenkov-Ringe einzelner Teilchen der kosmischen Strahlung wurden so nachgewiesen. Bisher wurde jedoch nur in einem einzigen physikalischen Beschleuniger-Experiment tatsächlich ein DIRC-Detektor realisiert.

2.3.1. Der BaBar-DIRC

Das BaBar-Experiment am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) [A⁺99] hatte unter anderem zur Aufgabe, die CP-Verletzung⁴ zu untersuchen. Dazu wurde der Zerfall von B-Mesonen untersucht, die durch Positron-Elektron-Kollisionen erzeugt wurden. Dabei ist es nötig, Pionen und Kaonen aus den Zerfällen über einen großen Impulsbereich (bis zu 4 GeV/c) zu separieren. Im niederenergetischen Impulsbereich bis 700 MeV/c übernimmt diese Aufgabe eine Driftkammer über die Messung des Energieverlusts. Der geforderte Impulsbereich, die engen räumlichen Verhältnisse sowie die hohe erwartete Reaktionsrate führten zur Entscheidung, einen DIRC-Detektor einzubauen. Realisiert wurde ein Detektor aus Fused Silica Radiatorstäben mit einer Länge von 4,9 m und einer Querschnittsfläche von Dicke x Breite = 1,7 x 3,5 cm². Wie in Abbildung 2.13 zu sehen, wurden jeweils zwölf dieser Stäbe in insgesamt zwölf Bar Boxen fassförmig um den Zentraldetektor angeordnet.

An einer Stirnfläche der Radiatorstäbe sind Prismen („Wedges“) aufgeklebt, die verhindern, dass Photonen am Rand der mit Wasser ($n = 1,33$ @ 589 nm) gefüllten Propagationsvolumina (Standoff Box) reflektiert oder absorbiert werden. Nach der Propagation über 1,17 m werden die Teilchen über Lichtleiter (Light Catcher) auf insgesamt 10752 Photomultiplier geführt und dort nachgewiesen. Da der Detektor sensitiv auf Teilchen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung ist, aber nur eine Auslese besitzt, ist eine Stirnfläche der Radiatoren verspiegelt. In Abbildung 2.14 ist der Querschnitt eines Radiators gezeigt.

⁴Verletzung der Charge (Ladung) und Parity (Parität) Invarianz. Beim Austausch von Teilchen und ihren Antiteilchen sowie Spiegelung der Raumkoordinaten sollten sich die physikalischen Gesetze nicht ändern.

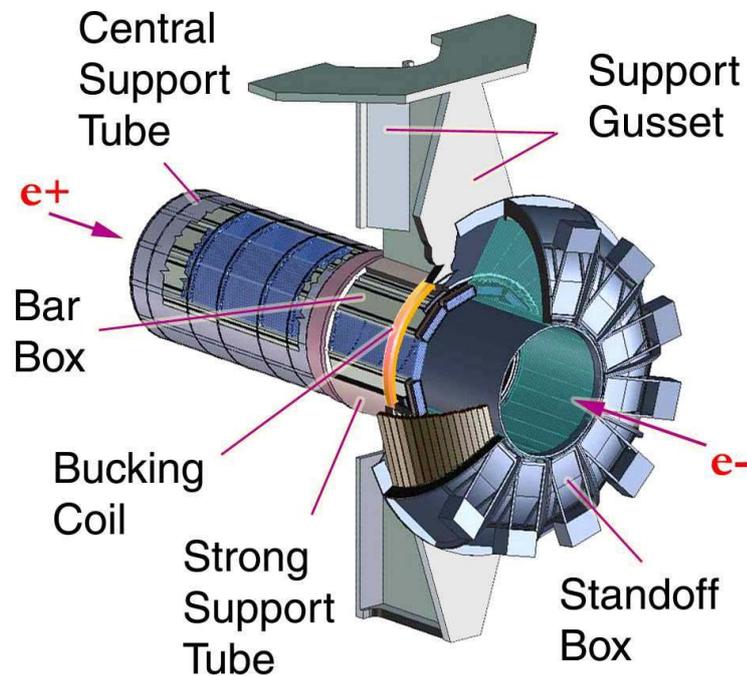


Abbildung 2.13.: Schematische Darstellung des BaBar-DIRCs. Links die Radiatorstäbe in ihren Halterungen, Rechts das Propagationsvolumen mit Halterungen für die Photomultiplier [Sch01].

Aufgrund der teils langen Strecken, die Photonen im Radiator zurück legen müssen, und der daraus resultierenden großen Anzahl an Reflexionen, ist die Oberflächenqualität von entscheidender Bedeutung. Durch einen aufwändigen Schleif- und Polierprozess erreicht der Reflektionskoeffizient der Radiatoroberfläche einen Wert von mehr als 0,9992. In Abbildung 2.15 ist das Hitpattern für ein $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Event gezeigt. Im linken Bild ist ein breites Zeitfenster von ± 300 ns um den Trigger gewählt. Eine große Anzahl Treffer, die nicht von den beiden Myonen erzeugt wurden, ist zu sehen. Bei Reduzierung der Fensterbreite auf 8 ns sind die Kreisbögen klar zu sehen.

Der BaBar-DIRC wurde über zehn Jahre erfolgreich betrieben, daher ist in mehreren aktuell geplanten Experimenten ebenfalls der Einsatz eines DIRC-Detektors vorgesehen.

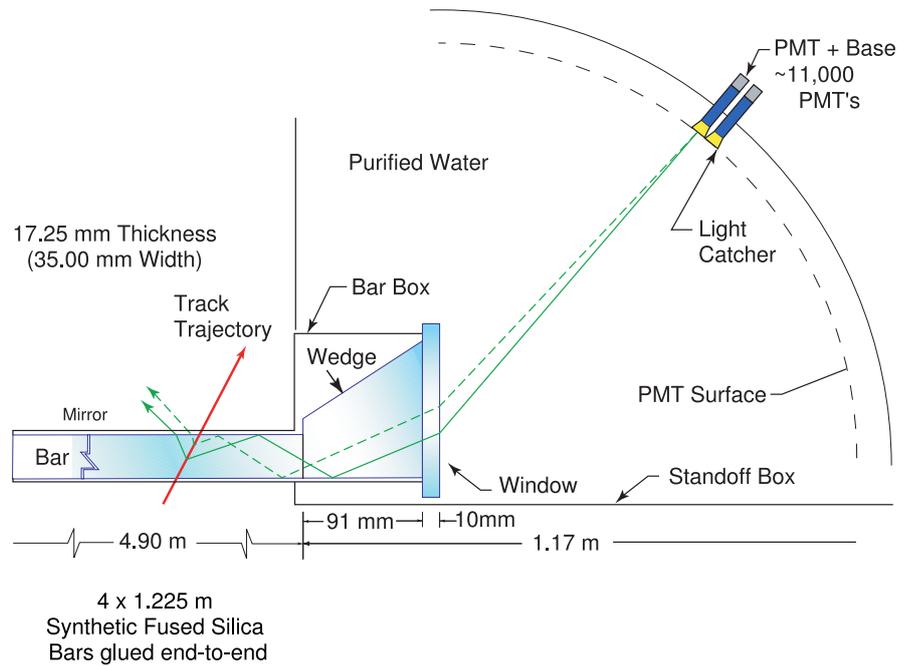


Abbildung 2.14.: Schematische Darstellung des BaBar-DIRC. Die Radiatorstäbe sind fassförmig um den Zentraldetektor angeordnet [Sch01].

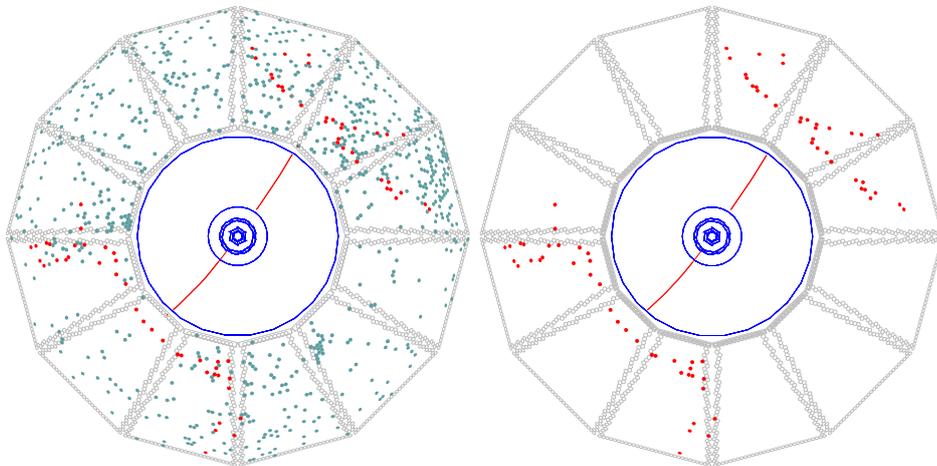


Abbildung 2.15.: Hitpattern des BaBar-DIRC für ein $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Event mit verschiedenen Zeitschnitten. Links: ± 300 ns Zeitfenster; Rechts: nur Signale innerhalb eines 8 ns Zeitfensters um die erwartete Ankunftszeit der Cherenkov-Photonen. Beide Abbildungen aus [Sch01].

2.3.2. Weiterentwicklung der DIRC-Detektoren

Der in dieser Arbeit vorgestellte Detektor wurde für den Einsatz im WASA-Experiment angepasst und soll zugleich als Demonstrationsdetektor für den PANDA-DIRC dienen. Beide Experimente sind sogenannte Fixed-Target-Experimente, bei denen, wie in Abbildung 2.16 links schematisch dargestellt, Teilchenstrahlen auf ein ruhendes Target geschossen werden. Die Reaktionsteilchen verlassen das Target vorwiegend in Vorwärtsrichtung unter dem Streuwinkel α im Laborsystem. Anders als beim BaBar-Experiment, bei dem zwei Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht werden (Abbildung 2.16 rechts). Bei gleichem Impuls und gleicher Masse (wie z.B. bei einer e^+e^- -Kollision möglich) verlassen die Reaktionsprodukte den Kollisionsort ohne Vorzugsrichtung. Bei BaBar wurden jedoch Elektronen mit einem höheren Impuls als dem der Positronen verwendet. Aufgrund dieser Asymmetrie befindet sich dort im Vorwärtsbereich (Flugrichtung der Elektronen) ein zusätzlicher Schwellenwert-Cherenkovzähler.

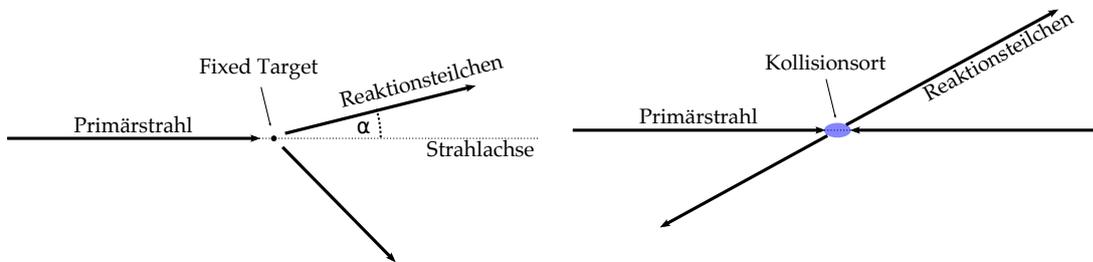


Abbildung 2.16.: Links: Schematische Darstellung eines Fixed-Target; zwei oder mehr Teilchen verlassen das Target, die Impulserhaltung führt zu einem Boost der Reaktionsteilchen in Strahlrichtung. Rechts: Schematische Darstellung eines Collider-Experiments; ist der Impuls der kollidierten Teilchen gleich, erhalten die Reaktionsteilchen keinen Boost in eine spezielle Richtung.

Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung werden im Fixed-Target-Experiment die Reaktionsprodukte in Strahlrichtung (vorwärts) geboostet, wodurch Teilchen auch unter geringen Winkeln zum primären Strahl emittiert werden. Um diese ebenfalls zu vermessen besitzen das WASA wie das geplante PANDA-Experiment⁵ Vorwärtsdetektoren. Im PANDA-Experiment (siehe Abbildung 2.17) wird dafür ein Barrel(Fass)-DIRC um den Zentraldetektor sowie ein Disc(Scheiben)-DIRC in Vorwärtsrichtung benötigt, um den komplett möglichen Winkelbereich der Reaktionsteilchen abzudecken. In Abbildung 2.18 ist ein Querschnitt durch die beiden DIRC Detektoren am PANDA-Experiment gezeigt. Aufgrund der engen Platzverhältnisse an beiden Stellen soll ein fokussierendes Design zum Einsatz kommen, mit dem sich die Ausmaße der abbildenden Optik

⁵Das antiProton ANnihilation at DARMstadt-Experiment ist ein für das Jahr 2018 geplantes Experiment an der neu entstehenden Beschleunigeranlage FAIR in Darmstadt [PANDA09].

2. Cherenkov-Strahlung

erheblich reduzieren lassen. Die kleinen Abbildungsebenen benötigen Sensoren mit einer guten Ortsauflösung; daher sollen granuliert Microchannel-Plate (MCP) Detektoren verwendet werden.

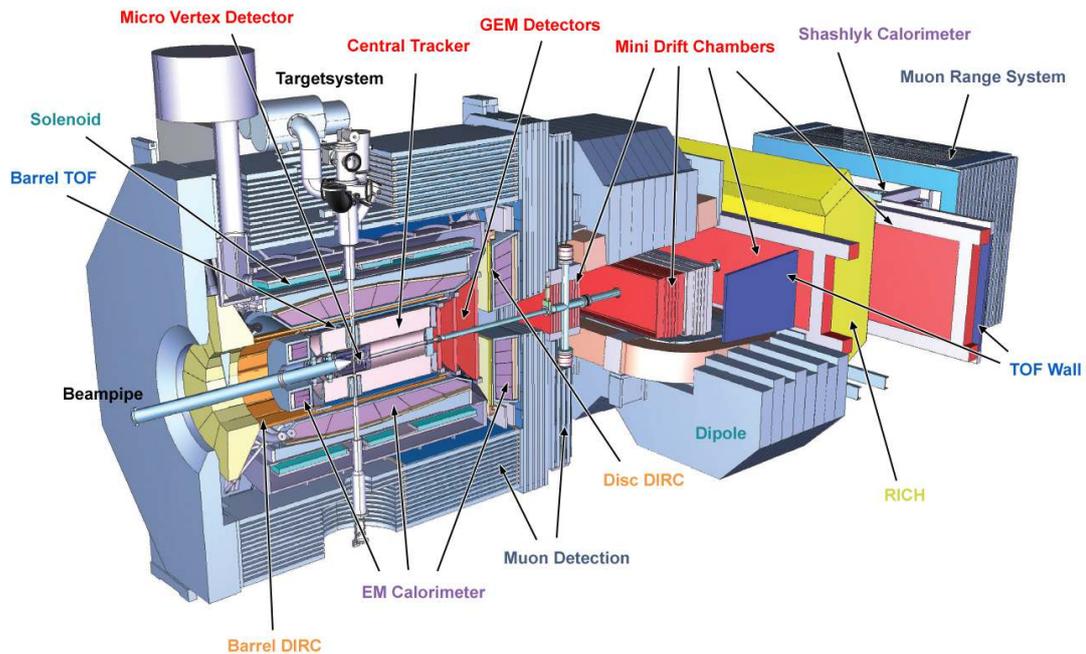


Abbildung 2.17.: Schematische Darstellung des PANDA-Experiments mit den einzelnen, um das Targetsystem angeordneten, Komponenten. Der Detektor ist 3,5 m hoch und 12 m lang. Abbildung aus [PANDAb]

Da das vorgesehene Material Fused Silica sehr teuer und nur von Spezialfirmen zu bearbeiten ist, wurde für den Einsatz im WASA-Experiment ein Detektor aus PMMA konstruiert, um verschiedene Radiatoren und fokussierende Elemente zu testen. Des Weiteren konnten an diesem Detektor neu entwickelte Ausleseelektronik und verschiedene Photomultiplier untersucht werden. Ebenfalls war es möglich, das Verhalten des Detektors unter hohen Raten zu studieren. PMMA lässt sich einfach bearbeiten, besitzt jedoch schlechtere optische Eigenschaften als Fused Silica. Aufgrund der Weichheit des Materials lassen sich die Oberflächen nicht auf dieselbe Genauigkeit polieren. Der Reflexionsgrad ist ebenfalls geringer (maximal 99%, [Sch09]) und das Material ist nicht UV transparent. Am WASA-Experiment sind jedoch aufgrund des geringeren Energiebereichs und der daraus resultierenden großen Änderung des Cherenkov-Winkels die Ansprüche an das Material geringer. In Kapitel 3 wird das WASA-Experiment kurz vorgestellt und auf die Anforderungen an den DIRC-Detektor eingegangen.

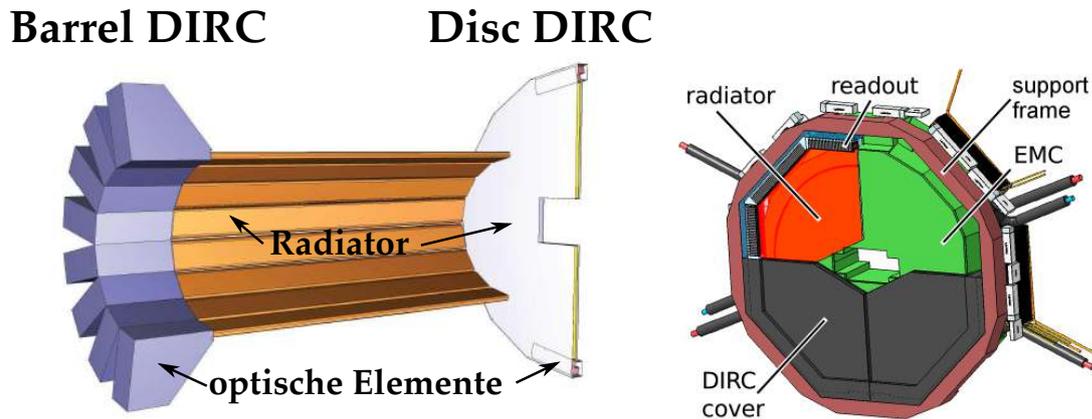


Abbildung 2.18.: Schematische Darstellung der PANDA-DIRCs. Links: Beide Detektoren in relativer Lage zueinander, Rechts: Detailzeichnung des Disc-DIRC, mit elektromagnetischem Kalorimeter (EMC) im Hintergrund. Abbildungen nach [PANDAa]

Der in dieser Arbeit vorgestellte Detektor ist der erste aus PMMA gefertigte DIRC-Detektor für ein Beschleunigerexperiment, sowie der erste DIRC-Detektor in dem die Photonen von der Erzeugung bis zur Detektion das Material nicht verlassen.

2.4. Andere Cherenkov-Detektoren

Neben den Cherenkov-Detektoren in Beschleunigerexperimenten gibt es vor allem in der Astroteilchenphysik viele Detektoren die auf dem Cherenkov-Effekt beruhen. Hier werden als Radiatoren meist Luft ($n = 1,000292 @ 589 \text{ nm}$) oder Wasser eingesetzt. Dadurch ist es möglich, extrem großvolumige Detektoren zum Nachweis besonders seltener Teilchen (vor allem Neutrinos und Gammaquanten im TeV Bereich) zu bauen. Aufgrund der fehlenden elektrischen Ladung können Neutrinos und Gammaquanten nicht direkt nachgewiesen werden, jedoch kommt es in Luft und Wasser zu Reaktionen in denen geladene Sekundärteilchen entstehen, die Cherenkov-Licht erzeugen können. Als Beispiele seien das H.E.S.S Teleskop [vEftHC08], das in der Wüste Namibias durch Gammaquanten in der Atmosphäre verursachte Cherenkov-Licht detektiert, sowie das Antares-Experiment [Kat06], das im Mittelmeer durch Neutrinos im Wasser verursachte Cherenkov-Licht detektiert, genannt.

3. Der WASA-DIRC

Das WASA¹-Experiment wurde 1999 am CELSIUS Speicherring in Uppsala/Schweden aufgebaut. Es dient vor allem der Untersuchung von Produktion und Zerfällen leichter Mesonen, beispielsweise der ω - und η -Mesonen, in Proton-Proton und Proton-Deuteron Streuungen. Nach der Beendigung des Strahlbetriebs an CELSIUS wurde der WASA-Detektor im Jahr 2006 in den COSY²-Speicherring am Forschungszentrum Jülich integriert. Da dort der maximale Strahlimpuls 3,7 GeV/c beträgt, besteht die Möglichkeit, auch die Produktion und Zerfälle des schwereren η' -Mesons zu untersuchen. Dafür ist jedoch ein Upgrade des Detektors nötig. Eine genauere Beschreibung des Experiments und der einzelnen Komponenten findet sich beispielsweise in [Sch09].

3.1. Das WASA-Experiment

In Abbildung 3.1 ist schematisch der Querschnitt durch den WASA-Detektor mit bereits integriertem, geplantem DIRC Detektor gezeigt. Im Zentraldetektor (Central Detector) werden vor allem niederenergetische Reaktionsprodukte, wie beispielsweise langsame π -Mesonen, und γ -Quanten nachgewiesen. Im Vorwärtsdetektor (Forward Detector) werden die unter kleinen Winkeln gestreuten, hochenergetischen Reaktionsprodukte, wie zum Beispiel Protonen und schnelle π -Mesonen, nachgewiesen. Die Energie der Teilchen im Vorwärtsbereich wird im aktuellen Setup über ihren Energieverlust im Forward Range Hodoskop (FRH) bestimmt.

Das FRH wurde jedoch für den Einsatz an CELSIUS konzipiert. Wie in Abbildung 3.2 links gezeigt, funktioniert die Rekonstruktion der Energie über die Messung des Energieverlustes für Protonen nur bis zu einer Energie von 450 MeV zufriedenstellend. In Abbildung 3.2 rechts ist die simulierte Energierekonstruktion mit einem DIRC-Detektor gezeigt. Ab 450 MeV verbessert sich die Rekonstruktion um eine Größenordnung.

¹Wide Angle Shower Apparatus [COSY04]

²Cooler SYnchrotron [M⁺97]

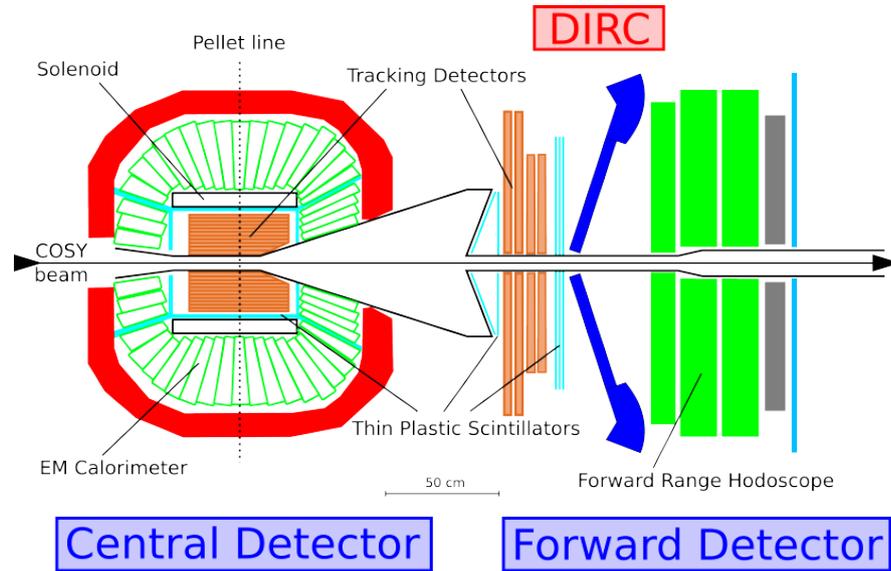


Abbildung 3.1.: Aufbau des WASA-Experiments mit geplantem DIRC-Detektor. Die Reaktionen finden am Kreuzungspunkt zwischen COSY beam (Protonen- oder Deuteronenstrahl) und Pellet Line (Tropfen aus flüssigem Wasserstoff oder Deuterium als Targetmaterial) statt. Die Tracking Detektoren dienen der geometrischen Rekonstruktion der Reaktionen, die Thin Plastic Scintillators der Zeitmessung, das Forward Range Hodoskop und das EM (Electro Magnetic) Calorimeter der Energierekonstruktion, und der Solenoid der Erzeugung eines Magnetfeldes zur Impulsbestimmung. Bearbeitet nach [COSY04].

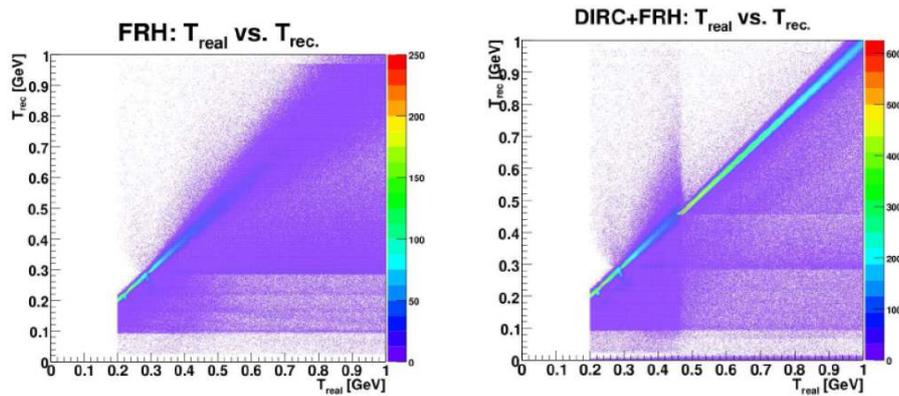


Abbildung 3.2.: Rekonstruktion der kinetischen Energie der gestreuten Protonen am WASA-Experiment. Links: FRH des aktuellen Setups ohne DIRC-Detektor; Rechts: FRH mit geplantem DIRC-Detektor. Quelle [Ul08]

Aufgrund dieser Simulationen wurde der Einsatz eines DIRC-Detektors am WASA-Experiment geplant. Im nächsten Unterkapitel werden kurz die Anforderungen an den DIRC zusammengefasst.

3.2. Anforderungen an den WASA-DIRC

In Abbildung 3.3 ist die Kinematik der Protonen aus der Produktion der η' -Mesonen an WASA gezeigt. Die kinetische Energie beträgt zwischen 300 MeV und 800 MeV, der Winkel zur Strahlachse liegt zwischen 1° und $12,5^\circ$. Die räumlichen Verhältnisse im WASA-Detektor begrenzen zusätzlich die mögliche Akzeptanz des DIRC-Detektors auf 4° bis 17° . Bis zu einer Energie von 450 MeV ist die Rekonstruktion der Energie mit dem vorhandenen FRH ausreichend. Bei höheren Energien ist die Verwendung des DIRCs nötig. Da der Cherenkov-Winkel bei dieser Energie mit $24,50^\circ$ unterhalb des Grenzwinkels der Totalreflexion von $42,15^\circ$ liegt, wird der DIRC-Detektor um 20° zur Strahlachse gekippt.

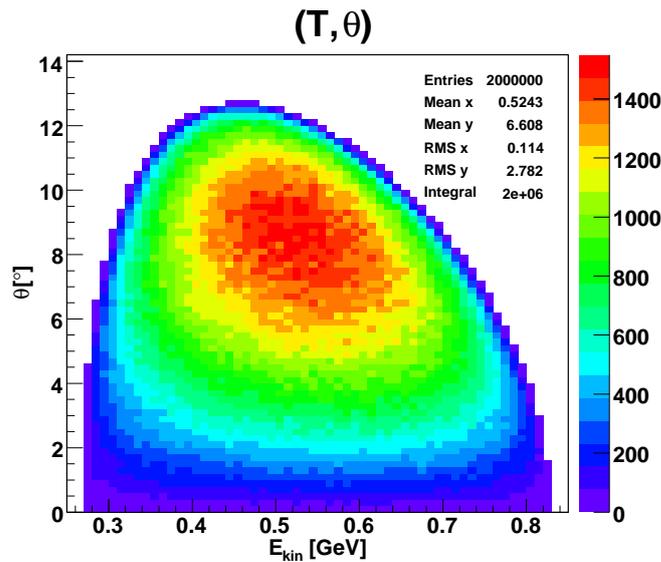


Abbildung 3.3.: Simulation der Kinematik der Protonen aus der η' -Produktion am WASA Experiment. Aufgetragen ist die kinetische Energie der Protonen (E_{kin}) gegen ihren Winkel zur Strahlachse (θ). Quelle [Ulb08].

In Abbildung 3.4 sind die Cherenkov-Winkel von Protonen und Pionen im für WASA relevanten Energiebereich gezeigt. Die große Änderung des Winkels um $12,7^\circ$ im Bereich

zwischen 450 MeV um 800 MeV ermöglicht bei einer Winkelauflösung des Detektors von beispielsweise $0,25^\circ$ eine Energieauflösung von 6,9 MeV ($\Delta\beta = 0,03$) bei einer Protonenenergie von 600 MeV ($\beta = 0,79$). Durch den größeren Winkel der Pionen können auch, anders als im aktuellen WASA-Detektor, schnelle Pionen von Protonen unterschieden werden.

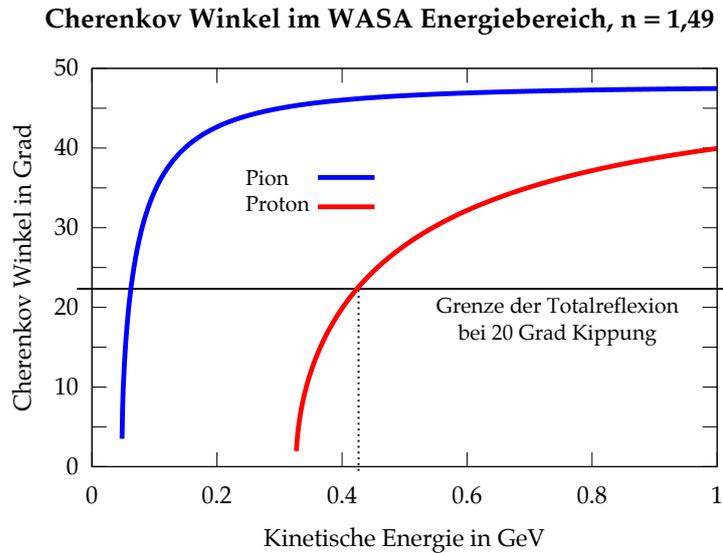


Abbildung 3.4.: Cherenkov-Winkel von Protonen und Pionen im für das WASA-Experiment relevanten Energiebereich. Eingezeichnet ist zusätzlich die Grenze der Totalreflexion in PMMA unter Berücksichtigung der Verkippung des Detektors.

Aufgrund der kinematischen Bedingungen, sowie des Platzangebotes an der vorgesehenen Stelle im WASA-Detektor, wurde ein aus vier, um je 20° gekippten Radiatorplatten mit fokussierenden Elementen bestehender DIRC angedacht. Die Anzahl von 10 Millionen geladenen Teilchen pro Sekunde im Vorwärtsdetektor führen zu einer Trefferrate von maximal 700 kHz/cm^2 in der Fokalebene, das heißt im später gezeigten Design auf 250 kHz/Pixel . Aufgrund des nicht vorhandenen Magnetfeldes können, anders als im PANDA-DIRC, Standard-PMTs eingesetzt werden. Da viele Parameter eines DIRC-Detektors aus PMMA, wie beispielsweise Photonenausbeute, Abbildungseigenschaften oder Ratenverträglichkeit, bisher nicht untersucht wurden, ist eine Vorhersage über die tatsächliche Auflösung des DIRCs nicht möglich. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich daher mit F&E³ Arbeiten, einen optimal realisierbaren Detektor zu konstruieren und auszutesten. In den folgenden Kapitel werden zuerst die einzelnen Komponenten beschrieben und anschließend die Messergebnisse eines Demonstrationsdetektors vorgestellt.

³Forschung und Entwicklung

Das Licht ist für alle Augen, aber nicht alle Augen sind für das Licht.

(Ernst Freiherr von Feuchtersleben)

4. Suche und Auswahl geeigneter Photodetektoren

Die geringe Anzahl an Photonen pro Event¹ und die hohe erwartete Eventrate stellt besondere Herausforderungen an die Auslese. Daher ist es von großer Bedeutung, Detektoren zu wählen, die zum einen einzelne Photonen mit hoher Effizienz sauber nachweisen können sowie zum anderen über eine gute Orts- und Zeitaufösung verfügen. Die Wahl fiel deshalb auf Multianoden-Photomultiplerröhren (MaPMTs) und Microchannel-Photomultiplier (MCPs). Zu Beginn des Kapitels wird kurz die Funktionsweise eines PMTs erklärt, sowie die Messmethoden der charakteristischen Größen vorgestellt.

Eine weitere Alternative zur Detektion der Photonen sind im Prinzip Silicon-Photomultiplier (SiPM) [C⁺13]. Diese auf Halbleitertechnik beruhenden Detektoren stehen am Anfang ihrer Entwicklung und besitzen ungekühlt jedoch außergewöhnlich hohe Dunkelraten im Bereich von 100 kHz/mm² (neueste Modelle) bis zu mehreren MHz/mm² im Vergleich zu < 1 Hz/mm² bei PMTs. Daher wurde ihr Einsatz für ein zeitnah zu realisierendes Experiment nicht in Betracht gezogen.

4.1. Photomultiplier - Funktion und Aufbau

Ein PMT dient zur nahezu rauschfreien Verstärkung einzelner Photonen im sichtbaren sowie im nahinfrarot- und UV-Bereich. Das erste Element eines PMTs ist, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, die Photokathode. An ihr wird das auftreffende Photon durch den Photoeffekt absorbiert und ein Elektron abgestrahlt. Die Energie des Photons muss somit höher als die Austrittsarbeit des Elektrons sein. Meist werden Alkali-Materialien (z.B. Sb-Rb-Cs oder Sb-K-Cs) verwendet. Damit das Elektron nicht selbst in der Kathode absorbiert wird, muss diese möglichst dünn gewählt werden. Dadurch wird jedoch die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photoeffekt stattfindet, reduziert.

¹Aufgrund einer Messung der Cherenkov-Photonenausbeute aus PMMA-Stäben wird für niedrige Energien eine einstellige Anzahl von detektierten Photonen erwartet [Sch09].

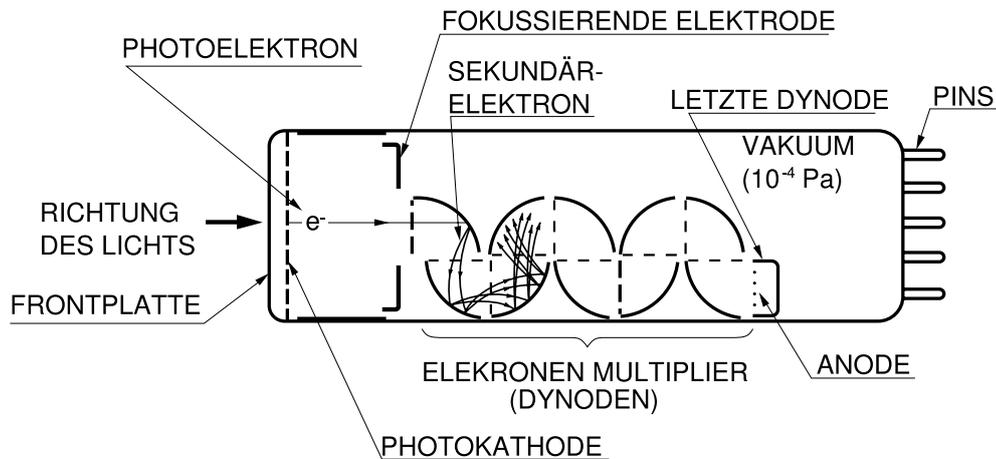


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines PMTs [HAM10].

Das Elektron wird nun aufgrund einer über einen Spannungsteiler eingestellten Spannungsdifferenz zu der ersten Dynode beschleunigt. Die fokussierende Elektrode dient dazu, auch bei großflächigen Kathoden die Photoelektronen mit hoher Effizienz zur Dynode zu leiten. An der Dynode wird das Primärelektron absorbiert und mehrere (2-100, typischerweise 2-3) Sekundärelektronen emittiert. Durch das immer positivere Potential zur letzten Dynode wird diese Verstärkung mehrmals wiederholt. An der Anode wird bei einer Zahl von 10-15 Dynoden nun ein messbares Ladungssignal in der Größenordnung von 10^5 bis 10^7 Elektronen abgegriffen. Da die Spannungsdifferenzen wesentlich größer sind als die Energie des einfallenden Photons ist das Signal unabhängig von der Energie des Photons. Dieses kann über eine nachfolgende Elektronik aufbereitet und digitalisiert werden. Im Kapitel 8 wird die im Demonstrator verwendete Elektronik beschrieben. In [HAM10] ist eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise von PMTs zu finden.

Zur Verbesserung der Ortsauflösung von PMTs werden in sogenannten Multikanal-Photomultipliern (MaPMTs) statt einer Dynodenstruktur mehrere Kanäle in einer Röhre in einer „Metal-Channel“ Anordnung realisiert, wie in Abbildung 4.2 dargestellt. Durch die Miniaturisierung der einzelnen Dynoden sind diese nun sehr nah beieinander, was zu einer guten Zeitauflösung führt. Durch ein fokussierendes Gitter über der ersten Dynodenlage werden die Primärelektronen in die Dynoden geleitet, wodurch ein geringes Übersprechen zwischen den Kanälen erreicht wird.

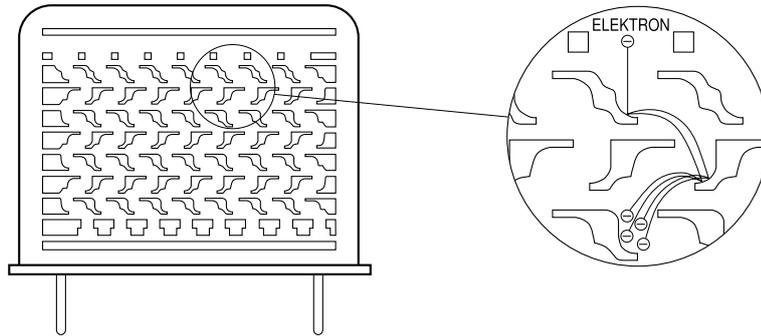


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung eines Metal-Channel PMTs [HAM10].

4.2. Wichtige Parameter von PMTs

Die Quanteneffizienz ist eine der entscheidenden Eigenschaften eines PMTs. Sie bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, dass ein auf die Photokathode auftreffendes Photon ein Elektron auslöst, welches die erste Dynode erreicht. In Abbildung 4.3 ist die Quanteneffizienz für drei verschiedene Kathodenmaterialien über die Wellenlänge aufgetragen. Im Maximum beträgt diese für normale Bialkali Kathoden bei einer Wellenlänge von 390 nm etwa 27% (Herstellerangabe). Durch die Wahl geeigneter Fenstermaterialien, z.B. MgF_2 oder Fused Silica, kann der gesamte Bereich genutzt werden. Andere Materialien wie Borosilikat sind erst ab einer Wellenlänge von 300 nm transparent und blenden den darunter liegenden UV-Bereich aus. Die von der Firma Hamamatsu neu entwickelten super und ultra Bialkali-Kathoden [HAM13] ermöglichen einen Photonennachweis mit wesentlich höherer Effizienz, von 35% bzw. bis nahezu 45%, stehen jedoch nicht für alle PMT-Modelle zur Verfügung.

Eine weitere entscheidende Eigenschaft eines PMTs ist seine Verstärkung (gain). Jedes detektierte Photon erzeugt ein Primärelektron. Die Verstärkung gibt nun an, wie viele Elektronen die Anode erreichen. Sie ist von der angelegten Spannung, der Dynodenzahl und dem Dynodenmaterial abhängig. Um einzelne Photonen (englisch: single photons) mit hoher Effizienz nachzuweisen, ist eine Verstärkung von typischerweise mindestens 5×10^5 erforderlich. Bei PMTs mit mehreren Kanälen wird die Variation der Verstärkung über die verschiedenen Kanäle als Uniformität angegeben. Dabei wird das Verhältnis vom Kanal mit der kleinsten zum Kanal mit der größten Verstärkung angegeben. Die Abweichungen können durch unterschiedliche Schwellen oder Verstärkungen in der Ausleseelektronik ausgeglichen werden, solange sie nicht zu groß sind. Treffen mehrere Photonen gleichzeitig auf die Kathode, ist die Verstärkung auch von der Quanteneffizienz abhängig.

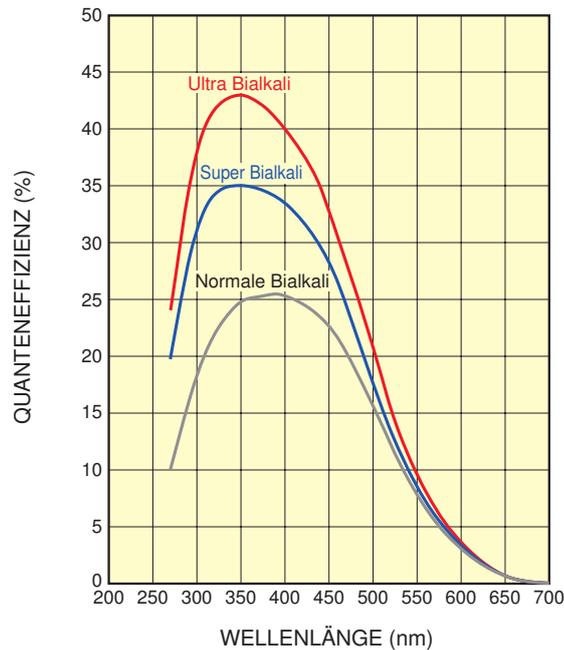


Abbildung 4.3.: Quanteneffizienzkurve für normale, super und ultra Bialkali-Kathoden [HAM13].

Aufgrund der räumlichen Nähe der einzelnen Dynoden in MaPMTs kommt es zu Übersprechen (crosstalk) zwischen benachbarten Kanälen. Primärelektronen können, besonders wenn sie am Rand der Pixel erzeugt wurden, in benachbarte Dynodenkanäle gelangen. Zudem können Elektronen aus einer Dynodenstruktur in eine andere gelangen und dort ebenfalls ein Signal erzeugen. Das Übersprechen kann ebenfalls durch Streuung im Glasfenster so wie in der Ausleseelektronik erzeugt werden. Je geringer das Übersprechen ist, desto besser ist bei gegebener Geometrie die effektive Ortsauflösung des PMTs.

Die Durchgangszeit der Elektronen durch den PMT sowie die Anzahl der erzeugten Sekundärelektronen ist nicht konstant, sondern variiert aufgrund der verschiedenen statistischen Prozesse wie Absorption und Emission von Elektronen. Um eine gute Zeitauflösung zu erhalten, muss die Spanne der Durchgangszeit (TTS: transit time spread) möglichst gering sein. Die unterschiedlichen Pulshöhen führen ebenfalls zu einer Verschlechterung der Zeitauflösung, jedoch kann diese im Gegensatz zur TTS mit geeigneter Elektronik korrigiert werden. PMTs flacher Bauart, sowie MaPMTs besitzen aufgrund ihrer Geometrie im allgemeinen eine sehr gute Zeitauflösung.

4.3. Messstand zur Bestimmung der entscheidenden Parameter der PMTs

Zur Wahl für den WASA-DIRC geeigneter PMTs wurden verschiedene Modelle untersucht. Dazu wurde ein in Erlangen aufgebauter Messstand verwendet, der im Folgenden kurz beschrieben wird. Für eine weitergehende Beschreibung wird auf [Ado09] für die Scanbox und [Bri13a] für den Quanteneffizienzmessstand verwiesen.

4.3.1. Scanbox

Um die Eigenschaften der PMTs zu untersuchen, werden diese mit Photonen bestrahlt. Die Photonen werden durch einen PiLas Laser erzeugt, der eine Wellenlänge von 398 nm besitzt und bis zu 1 MHz Pulse mit einer Länge von 12 ps emittiert. Der Laserstrahl lässt sich auf einen Durchmesser von 0,5 mm (99,7% der Intensität) fokussieren. Da im Experiment nur einzelne Photonen die PMTs treffen werden, wird das Laserlicht durch Graufilter² reduziert. Der Laserstrahl kann durch eine XY-Verfahreinheit an jede beliebige Stelle auf der PMT Oberfläche positioniert werden. Dadurch ist es möglich, die Eigenschaften für alle möglichen Eindringpunkte zu untersuchen. Die Signale der PMTs werden im Anschluss mit einer Datenaufnahme, bestehend aus CAEN³ QDCs (Charge-to-Digital-Converter) und TDCs (Time-to-Digital-Converter), digitalisiert. Eine genaue Beschreibung der Datenaufnahme befindet sich in der Diplomarbeit [Sch08]. Aufgenommen wird die Ladung sowie der Zeitpunkt, wenn die Signale eine bestimmte Spannungsschwelle überschreiten. Anschließend werden die Messungen am Computer mit dem objektorientierten Analyseframework ROOT [RB98] ausgewertet.

Zur Bestimmung der **Verstärkung** wird die gemessene Ladung durch die Elementarladung sowie durch die Verstärkung eventuell verwendeter elektronischer Verstärker geteilt. Die **Zeitauflösung** bestimmt sich aus der Breite der Verteilung der Differenz zwischen dem Triggersignal des Laserpulsers und dem Zeitsignal des PMTs. Dieses wird auf die verschiedenen Pulshöhen korrigiert. Eine Messung der absoluten Quanteneffizienz ist nicht direkt möglich, daher wird mit diesem Messaufbau eine relative **Detektionseffizienz** gemessen, die das Verhältnis zwischen detektierten Photonen (die Ladung des Signals lag über einer bestimmten Schwelle) und der Anzahl der Laserpulse angibt. Durch die Verfahreinheit ist es möglich, den **Crosstalk** verschiedener Pixel, entlang beispielsweise einer Reihe, zu bestimmen.

²mit Ruß geschwärzte Gelatineplättchen, die über das gesamte sichtbare Spektrum einen ähnlichen Absorptionskoeffizienten besitzen. Die Schwächung des Lichts wird in ND (Neutraldichte) angegeben. ND1 entspricht einer Reduktion auf 10^{-1} , ND4 auf 10^{-4}

³Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari S.p.A

4.3.2. Quanteneffizienzmessstand

Zur Bestimmung der absoluten **Quanteneffizienz** wird der PMT mit Licht aus einer Xenon-Lampe, das durch ein optisches Gitter nach Wellenlänge selektiert werden kann, bestrahlt. Es wird eine entsprechende Spannung zwischen Photokathode und erster Dynode angelegt und der Photostrom, der proportional zur Anzahl der aus der Kathode emittierten Primärelektronen ist, gemessen. Dieser wird anschließend auf den Photostrom einer kalibrierten Photodiode normiert. So können Quanteneffizienzen für Wellenlängen von 220 nm (darunter ist die verwendete Linse nicht transparent) bis in den Infrarotbereich gemessen werden (für den Bereich außerhalb ist die Intensität der Xenon-Lampe zu gering).

4.4. Hamamatsu H8500C PMT mit normaler Kathode

Ein untersuchter Kandidat ist der Hamamatsu H8500C PMT. Er besitzt 64 Pixel in einer Anordnung von 8x8. Die Pixelgröße beträgt $6,08 \times 6,08 \text{ mm}^2$, die Randpixel $6,26 \times 6,08 \text{ mm}^2$. Die Gesamtgröße beträgt $52 \times 52 \text{ mm}^2$ (4 Inch^2), was zu einer aktiven Fläche (Kathodenfläche/Gesamtfläche des PMT) von 89% führt. Der Photomultiplier ist (zum Zeitpunkt der Untersuchung) nur mit normaler Kathode erhältlich. In Abbildung 4.4 ist ein Foto des Detektors gezeigt, sowie eine Zeichnung mit den Maßen des PMTs aus dem Herstellerdatenblatt.

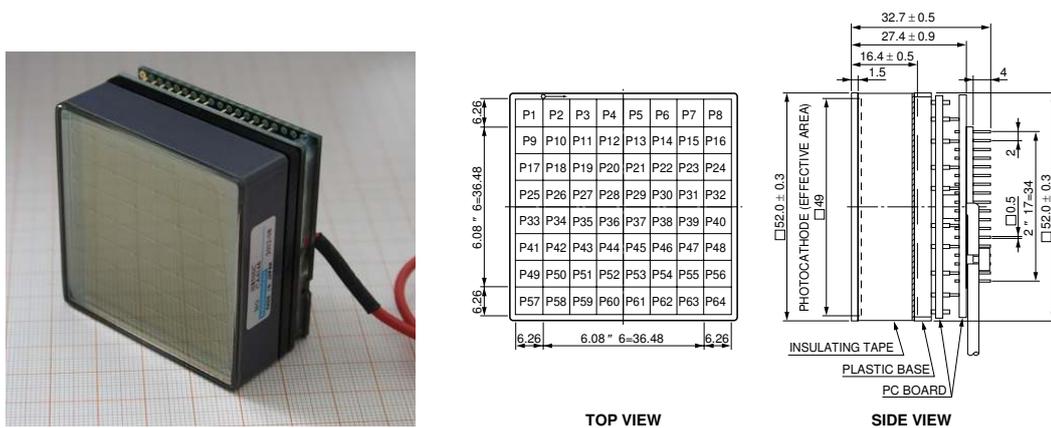


Abbildung 4.4.: Links: Bild eines Hamamatsu H8500C PMT mit integriertem Spannungsteiler. Rechts: Zeichnung mit Bemaßung [HAM07].

4.4.1. Verstärkung, Übersprechen, Uniformität und Zeitauflösung

Abbildung 4.5 zeigt die Verstärkung für alle Kanäle eines H8500C PMTs bei einer Spannung von 1100 V. Dazu wurden jeweils die Pixelmitten beleuchtet. Die mittlere Verstärkung für Einzelphotonen dieses Modells beträgt $2,4 \times 10^6$ und liegt damit im Bereich der Herstellerangabe von typ. 3×10^6 bei 1100 V. Die Uniformität dieser Röhre beträgt 1:2,7 und liegt damit am unteren Ende der Spezifikation von max. 1:3. Alle Herstellerangaben stammen aus [HAM07].

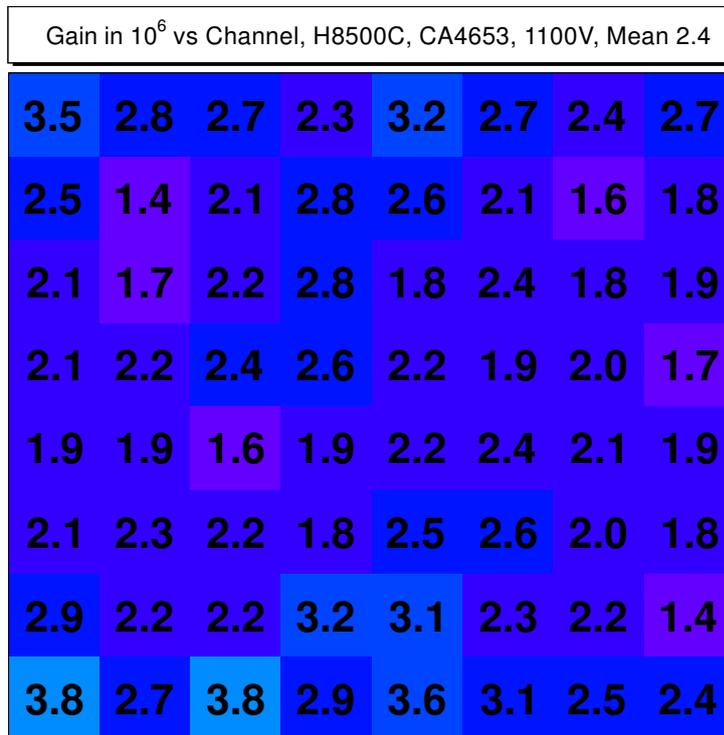


Abbildung 4.5.: Verstärkung der einzelnen Pixel eines H8500C PMTs für Singlephotonen. Beleuchtung der Pixelmitte mit einem 0,5 mm Durchmesser Laserspot.

Das Übersprechverhalten ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Die Punkte verschiedener Farben stellen die Zählraten der acht Pixel entlang einer Reihe bei Beleuchtung eines bestimmten Punktes mit einem Laserspot von 0,5 mm Durchmesser dar. Nur im Bereich von $\pm 0,5$ mm um die Pixelgrenze ist ein Übersprechen zu erkennen, das hauptsächlich aus der Spotgröße resultiert. Im restlichen Bereich ist kein Übersprechen vorhanden. Das Plateau der Zählrate in der Pixelmitte ist ausgeprägt. Die Zeitauflösung des H8500C PMTs beträgt für Einzelphotonen $\sigma = 150$ ps [Ado09].

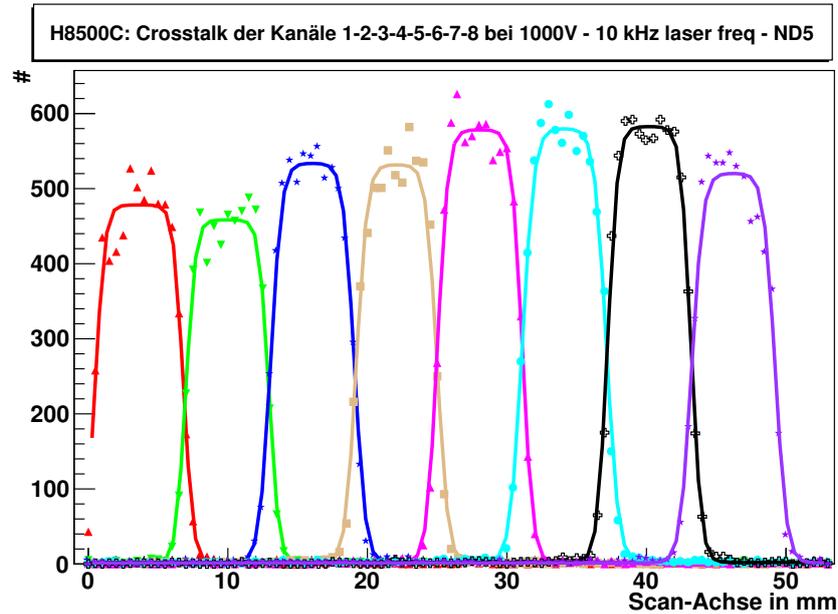


Abbildung 4.6.: Übersprechverhalten eines H8500C PMTs. Aufgetragen ist die Zählrate in den acht Pixel einer Reihe für verschiedene Laserposition entlang dieser. Marker: Messwerte, durchgezogene Linie: Fit. Nach [Ado09].

4.4.2. Quanten- und Detektionseffizienz

Abbildung 4.7 zeigt die mit dem Quanteneffizienzmessstand aufgenommene Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge für zwei verschiedene H8500C PMTs an jeweils zwei verschiedenen Stellen. Die gemessenen Werte im Maximum betragen 26-27% und damit im Bereich der Herstellerangabe.

In Abbildung 4.8 ist das Ergebnis eines XY-Scans über einen kompletten PMT gezeigt. Dargestellt ist die relative Detektionseffizienz (detektierte Photonen in allen Kanälen / Laserpulse). Zu sehen ist, dass jeweils in den Pixelmitten die Effizienz zunimmt, sowie eine Ungleichverteilung der Effizienz über den Detektor. Ersteres lässt sich dadurch erklären, dass durch die Geometrie des Detektors Elektronen, die in der Mitte der Pixel erzeugt werden, mit einer höheren Wahrscheinlichkeit den Dynodenkanal treffen. Zweiteres erklärt sich dadurch, dass die Beschichtung des Glasfensters mit dem Kathodenmaterial reine Handarbeit ist und dadurch keine vollkommen homogenen Kathoden herstellbar sind. Die Abweichung liegt jedoch im tolerierbaren Rahmen und kann bei der Analyse berücksichtigt werden.

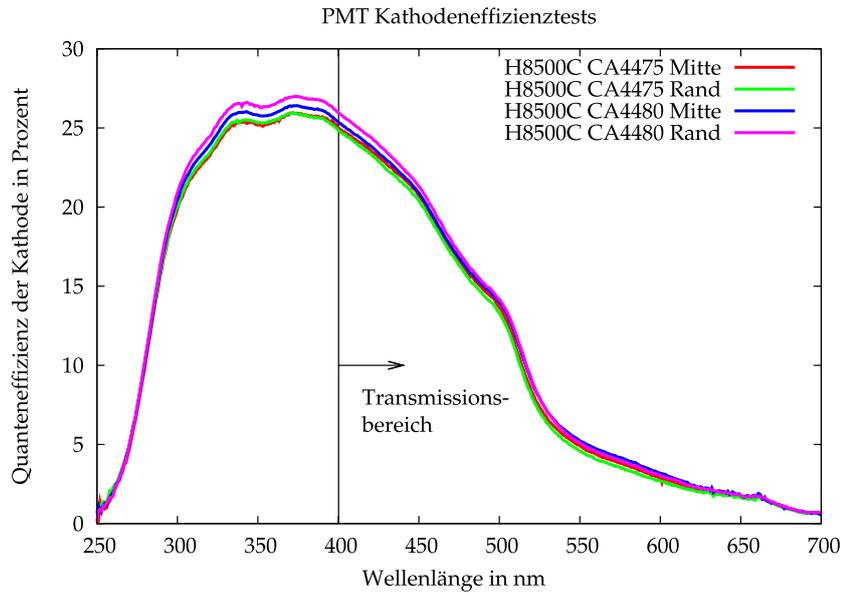


Abbildung 4.7.: Quanteneffizienz zweier H8500C PMTs in Abhängigkeit der Wellenlänge für Beleuchtung in der Mitte und am Rand, Spotdurchmesser ca. 2 cm. Eingezeichnet ist der Transmissionsbereich von PMMA. Nach [Hei11].

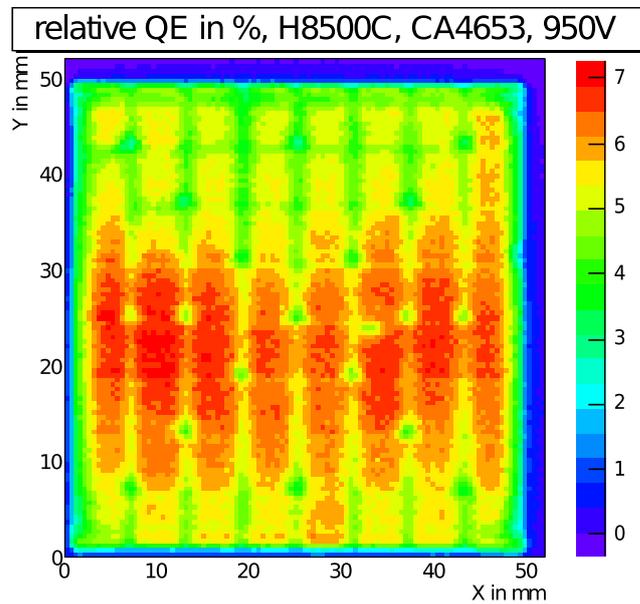


Abbildung 4.8.: Oberflächenscan: Relative Detektionseffizienz des Detektors bei Beleuchtung mit einem Laserspot von 0,5 mm Durchmesser.

4.5. Hamamatsu H10966-100 PMT mit Superkathode

Der Hamamatsu H10966-100 PMT besitzt die gleichen Ausmaße wie der Hamamatsu H8500C PMT, jedoch nur acht statt zwölf Dynodenstufen, wodurch die Verstärkung geringer ausfällt. Keiner der beiden getesteten Detektoren erreichte eine Verstärkung von $0,5 \times 10^6$. Daher ist dieser Typ trotz der Superkathode nicht für die Detektion von Einzelphotonen geeignet und wurde nicht weiter untersucht.

4.6. Hamamatsu R8900-100-M16 PMT mit Superkathode

Als weiterer Kandidat wurde der Hamamatsu R8900-100-M16 PMT untersucht. Er besitzt 16 Pixel in einer Anordnung von 4×4 . Die Pixelgröße beträgt $5,875 \times 5,875 \text{ mm}^2$. Die Gesamtgröße beträgt $26,2 \times 26,2 \text{ mm}^2$ (1 Inch²). Somit bedecken vier PMTs dieser Sorte die gleiche Fläche wie ein H8500C PMT. Der aktive Flächenanteil beträgt hier 82%. Dieser PMT ist sowohl mit normaler Kathode unter der Bezeichnung R8900-00-M16 und mit Superkathode unter der Bezeichnung R8900-100-M16 erhältlich. Getestet wurden PMTs mit Superkathode. In Abbildung 4.9 ist ein Foto dieses Detektors gezeigt, sowie eine Zeichnung mit den Maßen des PMTs aus dem Herstellerdatenblatt.

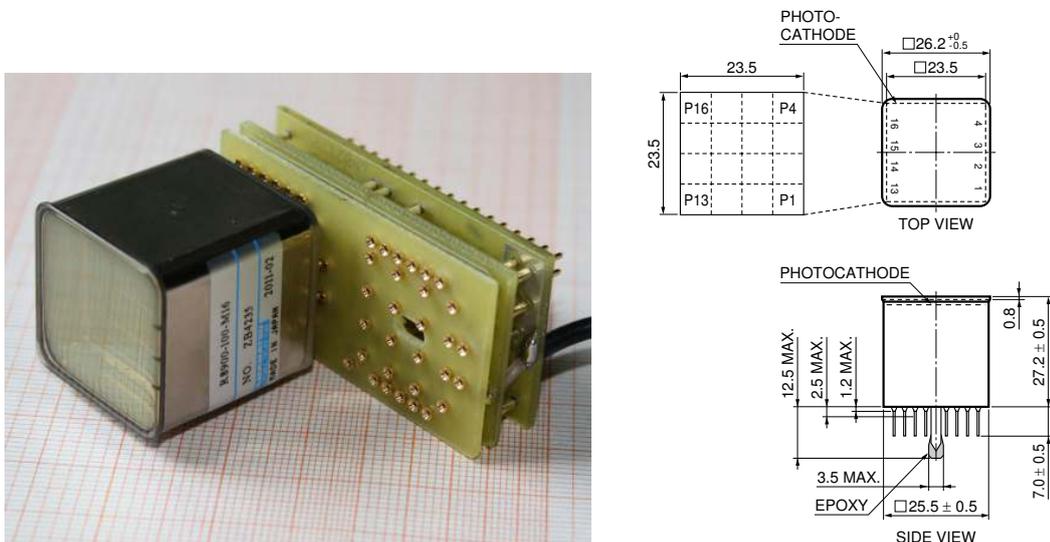


Abbildung 4.9.: Links: Bild eines Hamamatsu R8900-100-M16 PMT mit einem in der Werkstatt des Erlanger Instituts gefertigten Spannungsteiler. Rechts: Zeichnung mit Bemaßung [HAM10].

Der in Abbildung 4.9 ebenfalls zu sehende Spannungsteiler (ausgelegt für zwei PMTs) wurde in der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Institutes der Universität Erlangen angefertigt, um zum einen eine flache Bauweise zu erreichen und zum anderen als kostengünstige Alternative zu den Spannungsteilern der Firma Hamamatsu. Eine zweite Variante der Spannungsteiler, die im ersten Prototypentest zum Einsatz kam, besitzt eine sogenannte Booster-Basis, bei der die letzten vier Dynodenstufen eine zusätzliche Spannungsversorgung erhalten, damit selbst bei großen Photonennraten bis zu 15 MHz die Spannung, die sonst aufgrund des großen Flusses an Elektronen einbricht, stabilisiert wird.

4.6.1. Verstärkung, Übersprechen, Uniformität und Zeitauflösung

Die Verstärkung zweier R8900-100-M16 PMTs bei 1000 V bzw. 950 V ist in Abbildung 4.10 zu sehen. Die mittlere Verstärkung liegt bei $11,4 \times 10^6$ bzw. $4,9 \times 10^6$. Alle untersuchten 130 Röhren liegen ebenfalls in etwa in diesem Bereich. Die große Zahl erklärt sich, da dieser Röhrentyp für einen Großteil der Auslese des Demonstrators verwendet wurde. Die Verstärkung ist höher als bei den H8500C PMTs, wodurch die Separation von Einzelphotonen-Signalen und Untergrund vereinfacht wird. Die Uniformität ist ebenfalls besser und liegt bei den zwei gezeigten PMTs bei 1:1,5 bzw. 1:2,0 und damit im Bereich der Spezifikation.

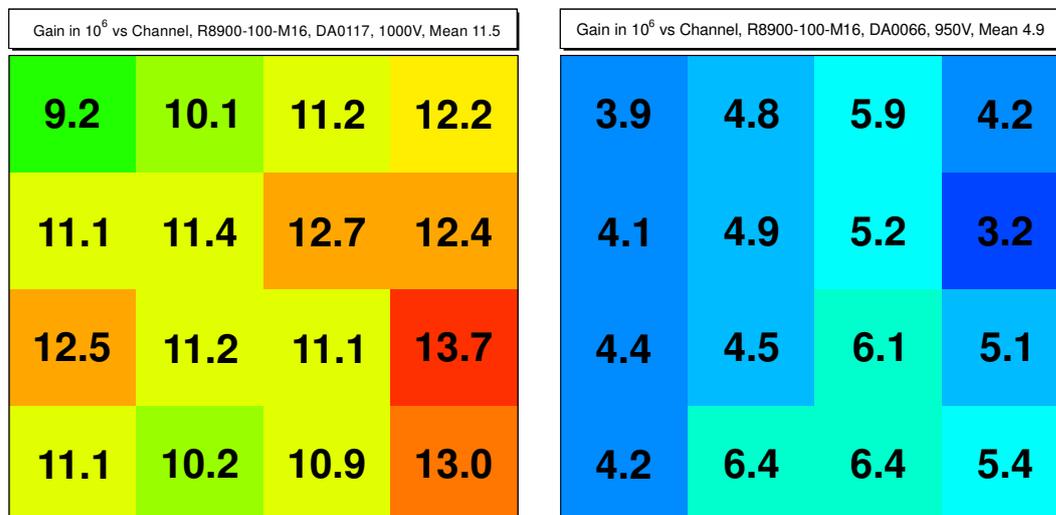


Abbildung 4.10.: Verstärkung der einzelnen Pixel zweier R8900-100-M16 PMTs für Singlephotonen. Beleuchtung der Pixelmitte mit einem 0.5 mm Durchmesser Laserspot. Links: PMT mit Seriennummer DA117 bei 1000 V; Rechts: DA66 bei 950 V.

4. Suche und Auswahl geeigneter Photodetektoren

In Abbildung 4.11 ist das Übersprechverhalten dargestellt. Das Übersprechen ist größer als beim H8500C. Dies lässt sich zum einen durch den größeren Abstand zwischen Kathode und erster Dynode sowie durch die höhere Effizienz im Randbereich der Pixel (in Abbildung 4.14 gezeigt) erklären.

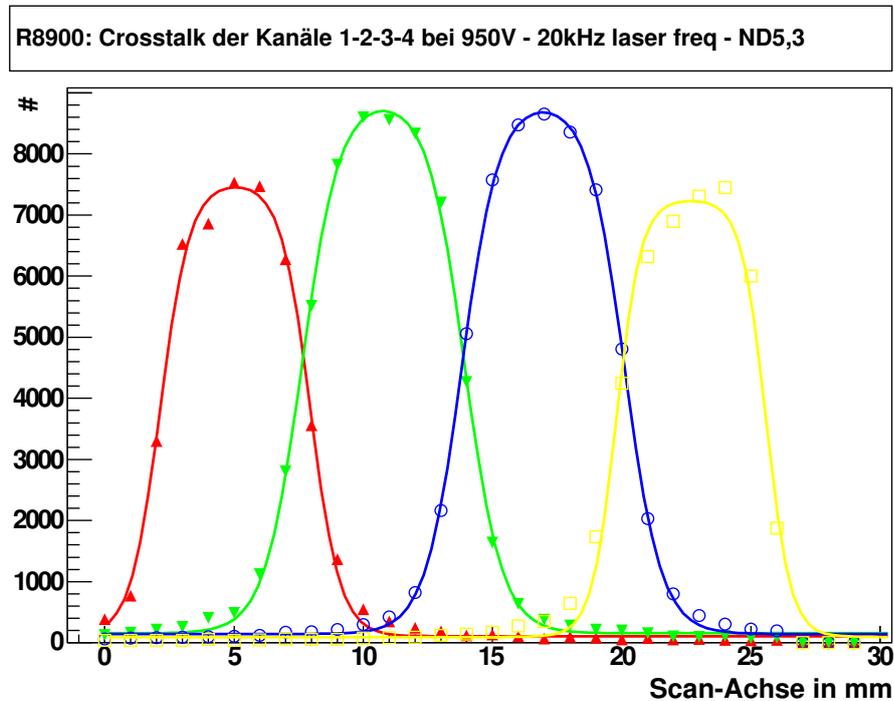


Abbildung 4.11.: Übersprechverhalten eines R8900-100-M16 PMTs. Aufgetragen ist die Zählrate in den vier Pixeln einer Reihe für verschiedene Laserpositionen entlang dieser. Marker: Messwerte, durchgezogene Linie: Fit. Nach [Li12].

Die Zeitauflösung wurde zu $\sigma = 230$ ps gemessen. Aufgrund der hohen Bauform ist die Durchgangszeit der Elektronen durch den PMT größer und damit auch ihre Spanne breiter.

4.6.2. Quanten- und Detektionseffizienz

Die absolute Quanteneffizienz ist in Abbildung 4.12 für sechs verschiedene Röhren gezeigt. Sie liegt im Maximum, mit Ausnahme eines PMTs, zwischen 37 und 40% und damit um etwa 50% über der Quanteneffizienz der H8500C PMTs.

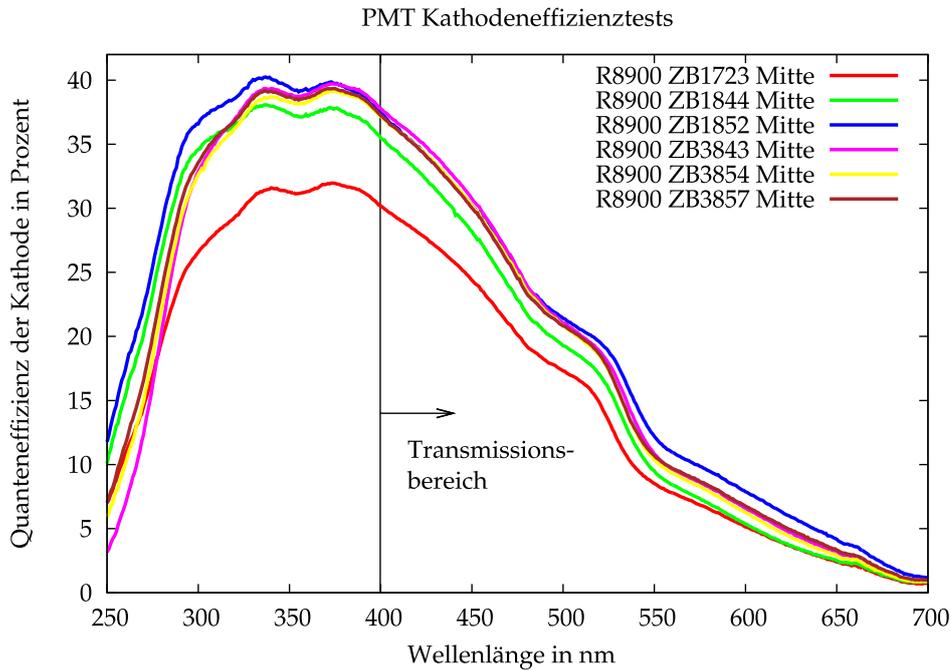


Abbildung 4.12.: Quanteneffizienz von sechs R8900-100-M16 PMTs in Abhängigkeit der Wellenlänge für Beleuchtung in der Mitte, Spotdurchmesser ca. 2 cm. Nach [Hei11].

Die relative Detektionseffizienz für die einzelnen Pixel (detektierte Photonen in einem Kanal / Laserpulse) ist in Abbildung 4.13 wiederum für zwei verschiedene PMTs dargestellt. Zu sehen ist, dass die Spalten links und rechts eine deutlich niedrigere Effizienz aufweisen als die der Mitte. Auch in den in Abbildung 4.14 gezeigten XY-Scans ist dies zu sehen. Laut Hersteller ist dies ein Fertigungsproblem, das jedoch bei allen getesteten Röhren zu erkennen ist. Für den Einsatz im DIRC ist dies aber noch tolerabel. Die Detektionseffizienz liegt ebenfalls bis zu 50% über der der H8500C PMTs. Die im Labor gewonnene Detektionseffizienz lässt sich aber nicht ohne Weiteres auf das reale Experiment übertragen.

4. Suche und Auswahl geeigneter Photodetektoren

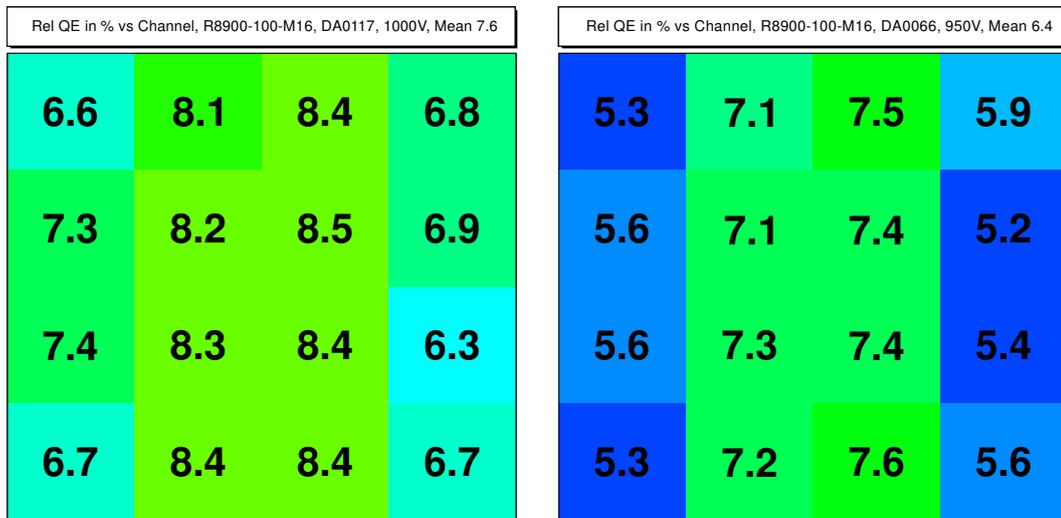


Abbildung 4.13.: Relative Detektionseffizienz der einzelnen Pixel zweier R8900-100-M16 PMTs für Singlephotonen. Beleuchtung der Pixelmitte mit einem 0,5 mm Durchmesser Laserspot. Links: PMT mit Seriennummer DA0117 bei 1000 V; Rechts: DA0066 bei 950 V.

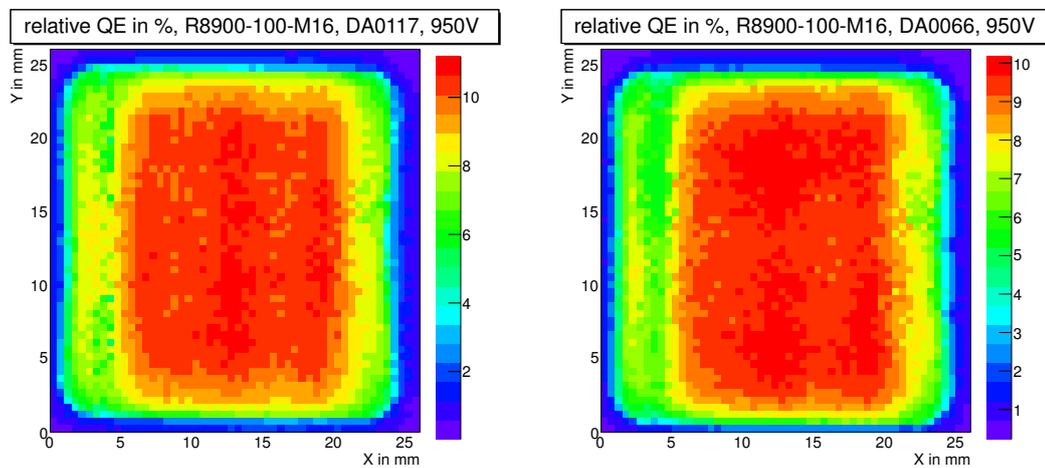


Abbildung 4.14.: Oberflächenscan: Relative Detektionseffizienz zweier PMTs bei Beleuchtung mit einem Laserspot von 0,5 mm Durchmesser. Links: PMT mit Seriennummer DA0117; Rechts: DA0066; jeweils bei 950 V.

Aufgrund der höheren Verstärkung ist zu erwarten, dass sich die R8900-100-M16 PMTs bei größerem Rauschen und Brummen der Elektronik stabiler verhalten, da das Signal-zu-Rausch-Verhältnis größer ist. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 4.15 jeweils ein Einzelphotonenspektrum (Ladungsverteilung) eines Kanals der beiden PMT-Typen gezeigt.

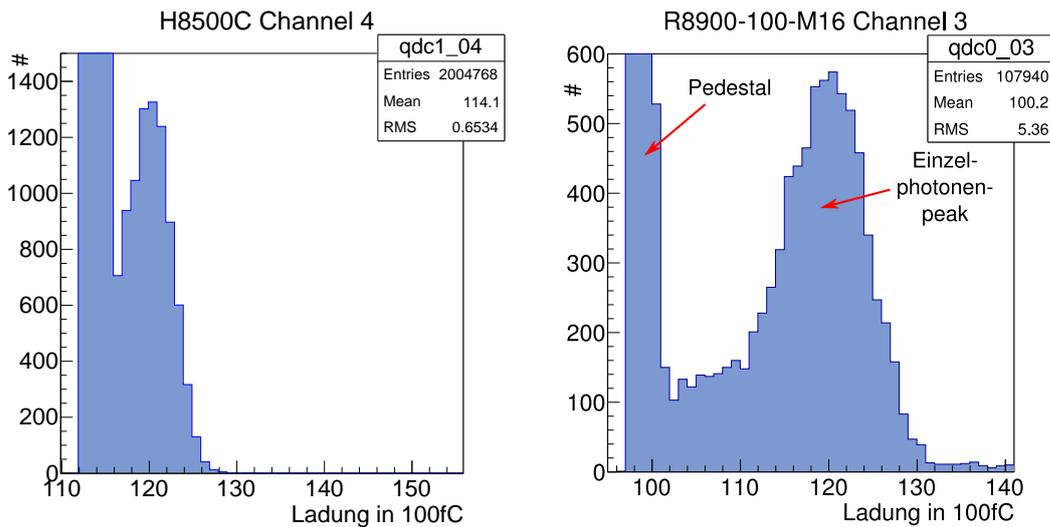


Abbildung 4.15.: Einzelphotonenspektren zweier MaPMTs. Gezeigt ist die Verteilung der gemessenen Ladung. Links: H8500C PMT; Rechts: R8900-100-M16 PMT. Gemessen jeweils bei maximaler Spannung (1100 V bzw. 1000 V). Der Abstand zwischen Pedestal (Nullpunkt) und Einzelphotonpeak ist beim R8900-100-M16 deutlich größer.

4.7. Hamamatsu R11265-100-M16 PMT mit Superkathode

Als weiterer Kandidat wurde der Hamamatsu R11265-100-M16 PMT untersucht, der die neueste Entwicklung von Hamamatsu darstellt. Er besitzt 16 Pixel in einer Anordnung von 4x4. Die Pixelgröße beträgt $5,875 \times 5,875 \text{ mm}^2$. Die Gesamtgröße beträgt $26,2 \times 26,2 \text{ mm}^2$ (1 Inch²). Somit ist er genauso groß wie ein R8900-100-M16 PMT, die Bauhöhe ist mit 17,4 mm jedoch 36% kleiner. Der aktive Flächenanteil beträgt 82%. Getestet wurden PMTs mit Superkathode. In Abbildung 4.16 ist ein Foto dieses Detektors gezeigt, sowie eine Zeichnung mit den Maßen des PMTs aus dem Herstellerdatenblatt. Die Herstellerangaben finden sich in [HAM11].

4. Suche und Auswahl geeigneter Photodetektoren

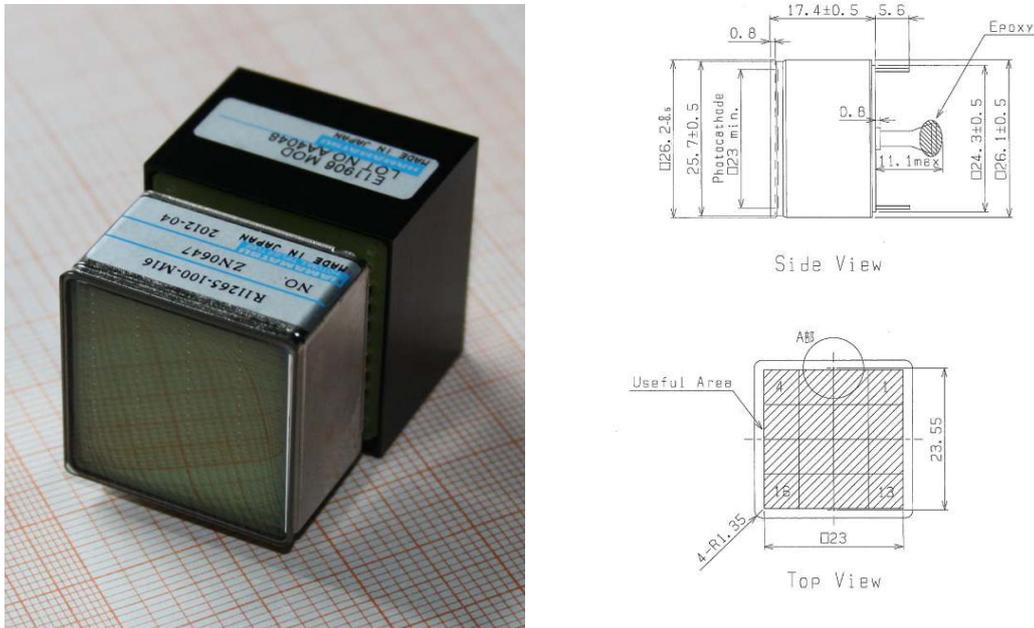


Abbildung 4.16.: Links: Bild eines Hamamatsu R11265-100-M16 PMT mit einem Hamamatsu Spannungsteiler. Rechts: Zeichnung mit Bemaßung [HAM11].

4.7.1. Verstärkung, Übersprechen, Uniformität und Zeitauflösung

Die Verstärkung zweier R11265-100-M16 PMTs ist in Abbildung 4.17 bei 1100 V gezeigt. Sie beträgt im Mittel $2,8 \times 10^6$ bzw. $1,8 \times 10^6$ und liegt damit im Bereich der Herstellerangabe von typ. 1×10^6 bei 1000 V an. Hierbei ist die Verdopplung der Verstärkung bei einer Zunahme der Spannung von 100V zu berücksichtigen. Die Uniformität der gezeigten Röhren beträgt 1:2,2 bzw. 1:1,8 und liegt damit ebenfalls im Rahmen der Herstellerangabe von max. 1:3.

In Abbildung 4.18 ist das Übersprechverhalten gezeigt. Dieses gleicht dem der H8500C PMTs. Nur im Bereich der Pixelgrenzen ist aufgrund der Laserspotgröße von 0,5 mm ein Übersprechen feststellbar. Das Plateau in der Pixelmitte ist deutlich erkennbar.

Die Zeitauflösung des R11265-100-M16 PMTs beträgt für Einzelphotonen $\sigma = 105$ ps und ist damit die Beste der getesteten Standardphotomultiplier. Hier macht sich die besonders geringe Bauhöhe und damit verbundene geringe Durchgangszeit der Elektronen mit entsprechend kleiner Variation bemerkbar.

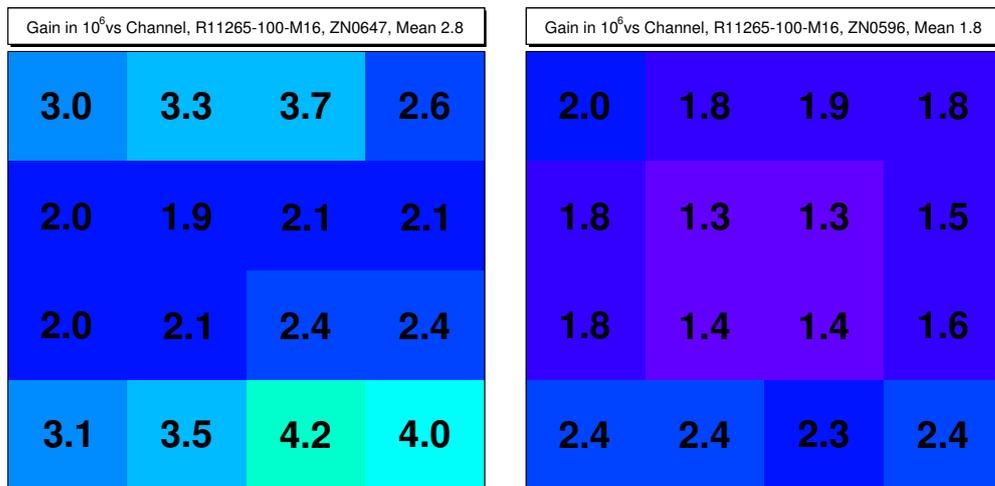


Abbildung 4.17.: Verstärkung der einzelnen Pixel zweier R11265-100-M16 PMTs für Singlephotonen. Beleuchtung der Pixelmitte mit einem 0,5 mm Durchmesser Laserspot. Links: PMT mit Seriennummer ZN0647; Rechts: ZN0596; jeweils bei 1100 V.

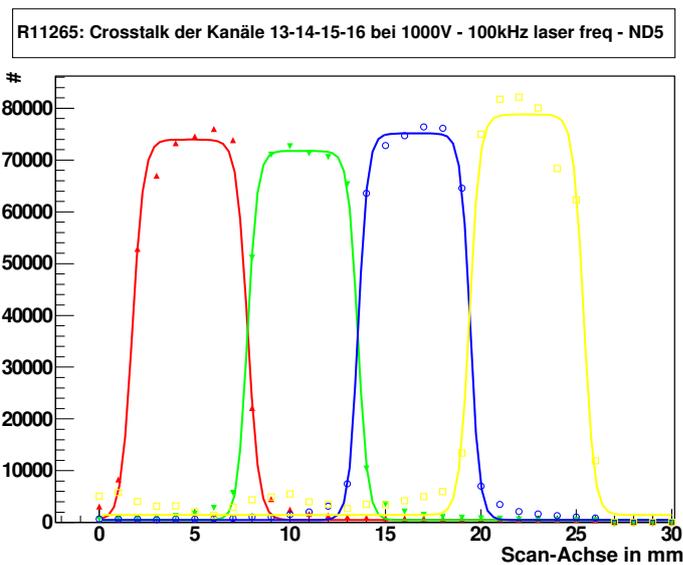


Abbildung 4.18.: Übersprechverhalten eines R11265-100-M16 PMTs. Aufgetragen ist die Zählrate in den vier Pixeln einer Reihe für verschiedene Laserpositionen entlang dieser. Marker: Messwerte, durchgezogene Linie: Fit.

4.7.2. Quanten- und Detektionseffizienz

Abbildung 4.19 zeigt die relative Detektionseffizienz für die einzelnen Kanäle zweier PMTs bei Beleuchtung der Pixelmitten. Die Werte sind mit denen der R8900-100-M16 PMTs vergleichbar. Die Effizienzen liegen im Toleranzbereich, sind jedoch beim rechten Modell (mit Seriennummer ZN0596) in der Mitte reduziert. Dies ist ebenfalls im XY-Scan in Abbildung 4.20 sichtbar. Wie beim H8500C PMT ist zudem die Effizienz im Bereich zwischen den Pixeln geringer. Aufgrund der geringen Entfernung zwischen Kathode und erster Dynode können hier nicht alle Elektronen in den Dynodenkanal fokussiert werden und gehen somit verloren.

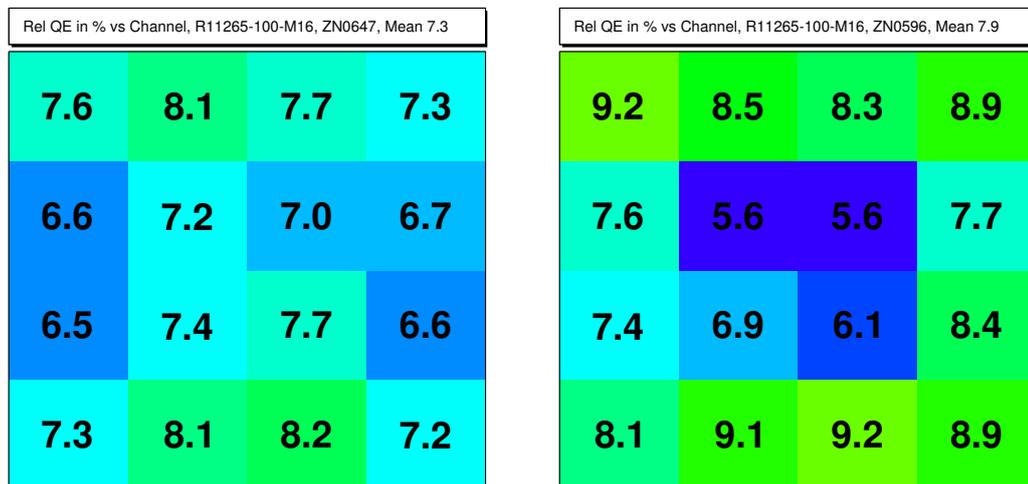


Abbildung 4.19.: Relative Detektionseffizienz der einzelnen Pixel zweier R11265-100-M16 PMTs für Singlephotonen. Beleuchtung der Pixelmitte mit einem 0,5 mm Durchmesser Laserspot. Links PMT mit Seriennummer ZN0647; Rechts: ZN0596; jeweils bei 1000 V.

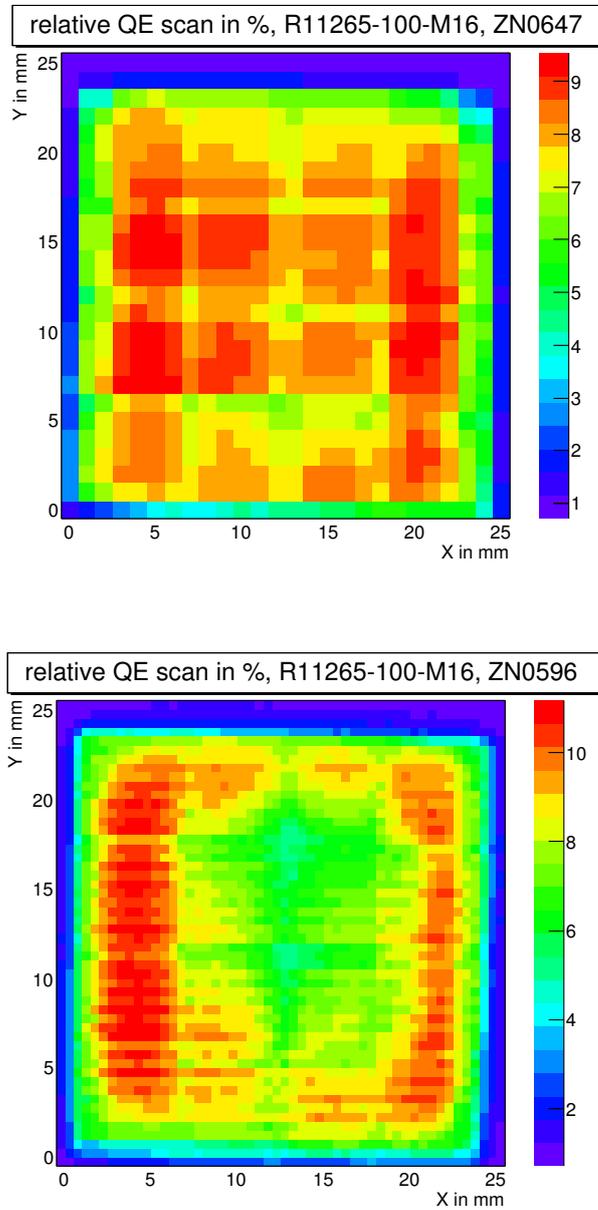


Abbildung 4.20.: Oberflächenscan: Relative Detektionseffizienz zweier Detektoren bei Beleuchtung mit einem Laserspot von 0,5 mm Durchmesser. Oben: PMT mit Seriennummer ZN0647, gröberes Scanraster; Unten: ZN0596; jeweils bei 1100 V.

4.8. Microchannel-Plate-PMTs (MCP-PMTs)

Im Strahltest wurde ein Teil der Fokalebene auch mit Photonis XP85012 Microchannel-Plate-PMTs (Bild in Abbildung 4.21) bestückt. Der Sensor besitzt 64 (8x8) quadratische Pixel mit einer Größe von $6,5 \times 6,5 \text{ mm}^2$. Der aktive Anteil an der Gesamtfläche von $59 \times 59 \text{ mm}^2$ beträgt 81%. Die im PANDA-DIRC eingesetzten Detektoren müssen noch zusätzlich in einem Magnetfeld (B-Feld) von bis zu 2 T betrieben werden. Da normale MaPMTs in so großen Magnetfeldern keine Verstärkung [Teu03] mehr besitzen, sollen dort die neu entwickelte MCP-Detektoren zum Einsatz kommen. Eine übersichtliche Beschreibung der Funktionsweise und genaue Charakterisierung, sowie Untersuchungen zur Magnetfeldtauglichkeit findet man in [Bri10].

Die Verstärkung von MCP-PMTs beträgt typischerweise $1,5 \times 10^6$. Das Crosstalkverhalten ist ähnlich zu normalen Photomultipliern, jedoch i.a. mit einem größeren Anteil von elektronischem Crosstalk. Die Quanteneffizienz entspricht der eines PMTs mit Standardkathode, da dasselbe Kathodenmaterial verwendet wird. Die Zeitauflösung für Einzelphotonen ist mit typischerweise 50 ps deutlich besser als bei MaPMTs.



Abbildung 4.21.: Bild eines Photonis XP85012 MCP, Blick auf die Kathode.

4.9. Überblick und Entscheidungsfindung

In Tabelle 4.9 sind zur besseren Übersicht die wichtigen Eigenschaften der verwendeten Detektoren zusammengefasst.

| | | | | |
|------------------------|-----------------------|---------------------------|---------------------------|-----------------------|
| Typ | H8500C | R8900-100-M16 | R11265-100-M16 | XP85012 |
| Hersteller | Hamamatsu | Hamamatsu | Hamamatsu | Photonis |
| Art | Flat Panel | | Flat Panel | MCP |
| | 12 Dynoden | 12 Dynoden | 12 Dynoden | 2 Stufen |
| Kathode | normal | super | super | normal |
| B-Feld tauglich | nein | nein | nein | 2T |
| Kanäle | 64 (8x8) | 16 (4x4) | 16 (4x4) | 64 (8x8) |
| Fläche | 52x52 mm ² | 26,2x26,2 mm ² | 26,2x26,2 mm ² | 59x59 mm ² |
| davon aktiv | 89% | 82% | 82% | 81% |
| Verstärkung typ. | 2x10 ⁶ | 7x10 ⁶ | 2,5x10 ⁶ | 1,5x10 ⁶ |
| QE (@400 nm) | 25% | 38% | 38% | 23% |
| Zeitauflösung σ | 150 ps | 230 ps | 105 ps | 50 ps |

Tabelle 4.1.: Übersicht über die wichtigen Eigenschaften der verwendeten Photosensoren. In Rot unterlegt die jeweiligen Highlights der Sensoren. Quelle der MCP-Daten [Bri13b].

Zur Entscheidungsfindung, welcher PMT im Detektor eingesetzt wird, spielten neben den Eigenschaften auch die zeitliche Verfügbarkeit (der R11265-100-M16 PMT wurde erst zu Ende der Arbeit vorgestellt) sowie die Kosten eine Rolle. Die Zeitauflösung ist für alle ausreichend, um auch bei hohen Ereignisraten die Photonen verschiedener Teilchen zeitlich zu separieren. Bei einer Teilchenrate von 10 MHz [Wol10] erreicht statistisch alle 100 ns ein Teilchen den Detektor. Die Photonennrate auf den einzelnen Pixeln liegt bei unter 100 kHz. Bei dieser Rate treten bei allen getesteten PMTs keine Einbrüche in Verstärkung oder Effizienz auf [AB13]. Ebenfalls sind alle getesteten PMTs, bis auf den H10922-100, geeignet um Einzelphotonen nachzuweisen. Da die erwartete Photonenzahl gering ist, wurde vorgesehen den Detektor mit einem PMT, der mit Superkathode erhältlich ist, zu bestücken. Um einen großflächigen Vergleich durchführen zu können und da nicht ausreichend finanzielle Mittel vorhanden waren, wurde eine Mischbestückung vorgenommen, jeweils flächenmäßig zur Hälfte aus R8900-100-M16 PMTs und den günstigeren H8500C. Zu Testzwecken wurde ein kleiner Teil der Fokalebene mit den R11265-100-M16 PMTs und XP85012 MCPs bestückt.

4. Suche und Auswahl geeigneter Photodetektoren

Insgesamt wurden 130 R8900-100-M16, 30 H8500C, vier R11265-100-M16 und zwei XP85012 MCP PMTs eingesetzt. Aufgrund der daraus resultierenden hohen Kanalzahl von ca. 2000 separat auszulesenden Kanälen wurde eine neue Auslese konzipiert, die zum einen die Bedürfnisse des Experiments erfüllt, und zum anderen kostengünstig ist. Diese Elektronik, die bei dem Demonstratortest eingesetzt wurde, wird in Kapitel 8 vorgestellt.

Dinge weglassen, die nicht so wichtig sind. So wird die Information verstärkt.

(Anton Stankowski)

5. Radiatormaterial und Design der optischen Elemente

WIE bereits im Kapitel 2 erwähnt, wurde für den Detektor PLEXIGLAS®¹ als Material für die Radiatoren sowie für die fokussierenden Elemente vorgesehen. Da es bisher keine Erfahrung im Umgang mit PMMA beim Bau von DIRC Detektoren gab, wurde das Material genauestens untersucht. Die Reflexions-, Transmissions- und Abbildungseigenschaften nach verschiedenen Bearbeitungsschritten wurden studiert. Die Ergebnisse dieser Messungen finden sich in den Diplomarbeiten [Sch09], [Jau10] und [Hei11] sowie in der Bachelorarbeit [Li11] und werden im folgenden kurz zusammengefasst.

5.1. PMMA Materialeigenschaften

Für einen DIRC Detektor sind die Transparenz des Materials, der Reflexionsgrad der Oberfläche sowie die Abbildungseigenschaften von besonderer Bedeutung. PMMA ist von Natur aus hoch transparent. Herstellungstechnisch wird PMMA zwischen zwei Glasplatten polymerisiert. Daher sind unbehandelte Oberflächen besonders glatt, besitzen somit einen hohen Reflexionsgrad und bilden einfallende Lichtstrahlen winkeltreu ab. Der Reflexionsgrad von unbehandelten Flächen wurde zu 98,9% gemessen. Maschinell behandelte und anschließend polierte Flächen erreichten maximal einen Reflexionsgrad von 98,4%. Eine Aufstreuung des Lichtes an den unbehandelten Oberflächen ist nicht zu beobachten, jedoch variiert herstellungsbedingt die Dicke der PMMA-Platten über ihre Länge und Breite. Dies führt zu einem Offset des Winkels der Cherenkov-Photonen, der jedoch in der späteren Analyse berücksichtigt werden kann. Die verwendeten Radiatoren wurden aus einer Platte mit un behandelter Oberfläche geschnitten. Die Seitenflächen der Demonstratorversion wurden geschwärzt, um die Reflexion von Photonen, die zu einer höheren Komplexität im Cherenkov-Pattern führen, zu verhindern. In der im Kapitel 6

¹PLEXIGLAS ist ein eingetragener Markenname der Firma Evonik Röhm GmbH für ein PMMA Material.

vorgestellten Version sind die Seitenflächen poliert und daher für den Teil der Photonen, welche die Bedingungen der Totalreflexion erfüllt, reflektierend.

5.2. Fokussierende Optiken

Zur Fokussierung der Cherenkov-Kegel werden Optiken aus demselben Material verwendet, wodurch Übergänge zwischen Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes vermieden werden. Die Optiken basieren, wie in Abbildung 5.1 dargestellt, auf dem Prinzip der internen Totalreflexion an einer polynomial gekrümmten Oberfläche. Das verwendete Polynom wurde von Klaus Föhl (Universität Gießen) mittels eines PHYSIKA²-Skriptes für einen bestimmten Winkelbereich (im Erlanger Fall von 40° bis 65°) und eine bestimmte Radiatordicke (5 cm) optimiert.

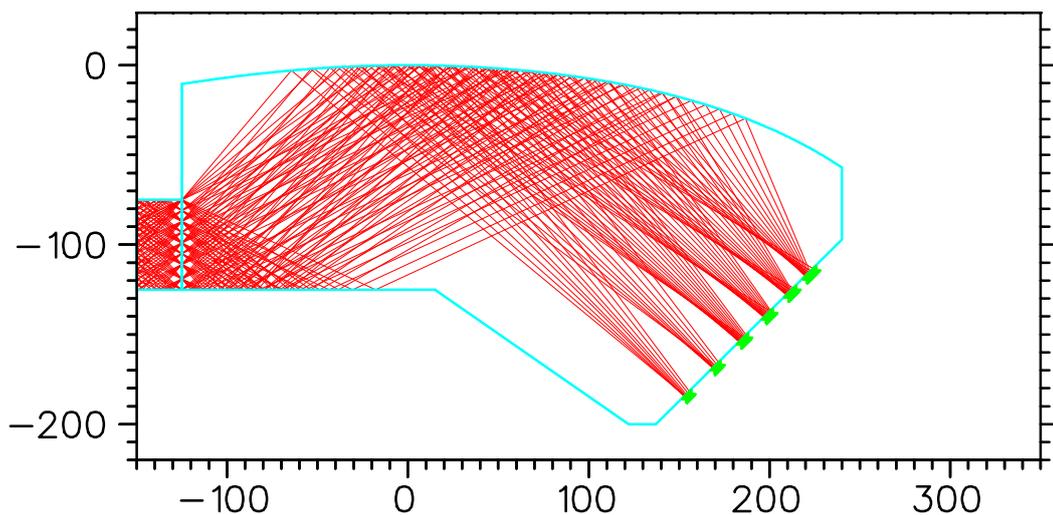


Abbildung 5.1.: Schnitt durch die Optik des Erlanger Prototypen mit eingezeichnetem Strahlengang für Photonen unter verschiedenen Winkeln und verschiedenen Eintrittspositionen. Die Fokussierung erfolgt an der oberen Kante. Die Fokusgröße beträgt 3 mm. Die Skala stellt mm dar. Darstellung bearbeitet, nach [Föh10]

Gefertigt wurden die Optiken in der Mechanischen Werkstatt des Physikalischen Institutes der Universität Erlangen mittels eines 3D-Fräsverfahren. Dazu wurde zuerst die Kontur der Optik grob mit einem Schneidfräskopf vorgeschnitten. Anschließend wurde zeilenweise mit einem Kugelfräskopf die polynomiale Krümmung aufgebracht. Zwei

²Computerprogramm zum Erstellen physikalischer Simulationen.

Fotografien des Fräsprozesses sind im Anhang in Abbildung A.1 gezeigt. Zum Abschluss wurde die Optik geschliffen und poliert um einen möglichst hohen Reflexionsgrad zu erreichen. Die Optik wurde mit optischem Zement (BC-600 der Firma Saint Gobain) mit dem Radiator verbunden.

Die einfache Handhabung von PMMA ermöglicht es, alle Komponenten in der institutseigenen Werkstatt herzustellen. Es hat sich gezeigt, dass es daher möglich ist, Änderungen im Design schnell auf die Prototypen zu übertragen. Die schlechteren optischen Eigenschaften des Materials gegenüber Fused Silica oder anderen Gläsern spielt bei einer geringen Anzahl von Reflexionen (bis ~ 15) und Anforderungen an die Fokussierung sowie Abbildung (Pixelgröße ca. 6 mm^2) keine Rolle. Im folgenden Kapitel wird das Ergebnis eines ersten DIRC-Prototypen-Tests vorgestellt.

6. Erste Prototypentests

UM die Machbarkeit eines DIRC Detektors aus PMMA zu zeigen, wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit von der Erlanger Arbeitsgruppe sowie von einer Arbeitsgruppe der Universität Tübingen jeweils ein Prototyp gefertigt. Diese wurden am externen COSY Strahl hinter dem TOF-Experiment untersucht. Eine genaue Beschreibung der Tests sowie der Ergebnisse findet sich auch in einer nachgeordneten Masterarbeit [Li12]. In diesem Kapitel wird eine kurze Übersicht gegeben.

6.1. Design der Prototypen

Der Erlanger Prototyp besteht, wie in Abbildung 6.1 links zu sehen, aus einer 5 cm starken PLEXIGLAS® Radiatorplatte, an die drei fokussierende Optiken mit optischem Zement geklebt sind. Der Tübinger Detektor besteht ebenfalls aus einer PLEXIGLAS® Radiatorplatte mit einer Dicke von 4 cm. Die Fokussierung der Photonen erfolgt über 16 einzelne Optiken mit einer verspiegelten polynomial gekrümmten Oberfläche. Eine schematische Darstellung des Detektors ist in Abbildung 6.1 rechts zu sehen.

Die Unterschiede der beiden Detektoren sind zum einen die Dicke der Radiatorplatte und zum anderen die Anzahl der Optiken sowie deren Fokussierung. Da die Anzahl der Cherenkov-Photonen proportional zur Dicke ist, werden im Erlanger Prototypen 25% mehr Photonen erzeugt. Die Dicke der Platte hat jedoch auch einen Einfluss auf die Fokussierung. Zum einen steigt die Größe der Optik mit zunehmender Akzeptanz, zum anderen macht sich die sphärische Abberation deutlicher bemerkbar. Die verspiegelte Optik ermöglicht eine kompaktere Bauweise, da die Gesetze der Totalreflexion nicht berücksichtigt werden müssen. Jedoch beträgt der Reflexionsgrad einer totalreflektierenden PMMA-Oberfläche bis zu 99%, die mit Aluminium beschichteter Mylar-Folie¹ verspiegelte PMMA-Oberflächen erreichen jedoch im Fall des Tübinger Modells nur einen Reflexionsgrad von 80%.

¹Mylar-Folie ist eine wenige μm Dicke Polyester-Folie. Durch ihre Beschichtung mit Aluminium wird sie spiegelnd, aufgrund der Dünne passt sie sich gekrümmten Oberflächen gut an.

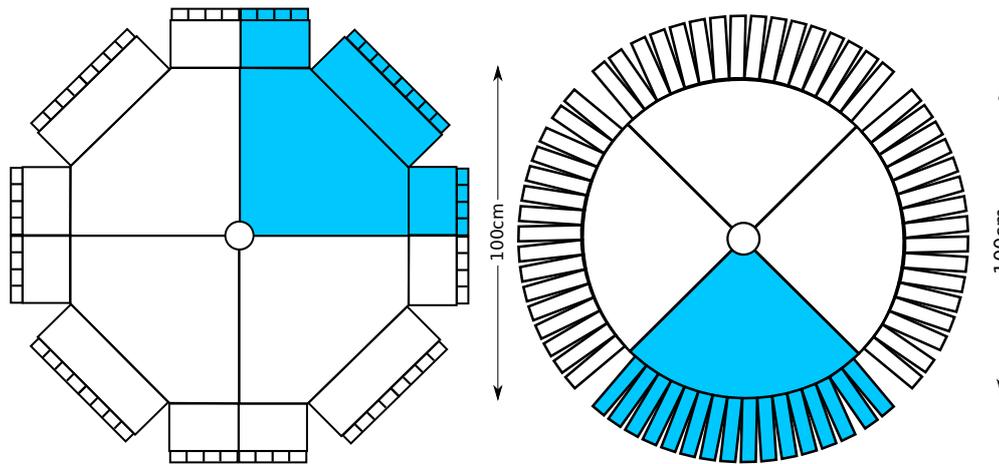


Abbildung 6.1.: Schematische Darstellung der Prototypen, blau unterlegt das im Test eingesetzte Viertel, links: Erlanger Prototyp, rechts: Tübinger Prototyp

6.2. Ablauf der Tests

Die Prototypen wurden mit Protonen zweier Impulse, $2,7 \text{ GeV}/c$ (entspricht $1,92 \text{ GeV}$ kinetischer Energie) sowie $1 \text{ GeV}/c$ (entspricht 433 MeV) mit Raten im kHz Bereich bestrahlt. Die Impulse wurden gewählt um den gesamten am WASA-Experiment vorkommenden Impulsbereich darzustellen. Beim niedrigeren Impuls wurden die Detektoren um 22° geneigt, damit die Cherenkov-Photonen trotz ihres geringen Winkels totalreflektiert werden. Zur Detektion der Photonen wurden elf Hamamatsu H8500C sowie zehn Hamamatsu R8900-100-M16 MaPMTs verwendet, die im Kapitel 4 genauer vorgestellt wurden. Diese wurden an den Stellen, in denen das Cherenkov-Pattern erwartet wird, angebracht. Die Auslese der PMTs erfolgte über Vorverstärker, Diskriminatoren und einer FastBus-Datenaufnahme (DAQ) alter Experimente, wie Nessi, Cosy-TOF, COSY11 und Hermes. In Abbildung 6.2 ist oben eine Fotografie des Erlanger Prototypen in seiner Messbox zu sehen. Die Signale der Photomultiplier, deren Anordnung auf dem großen fokussierenden Element in Abbildung 6.2 unten gezeigt ist, werden über Koaxialkabel zur Ausleseelektronik geführt.

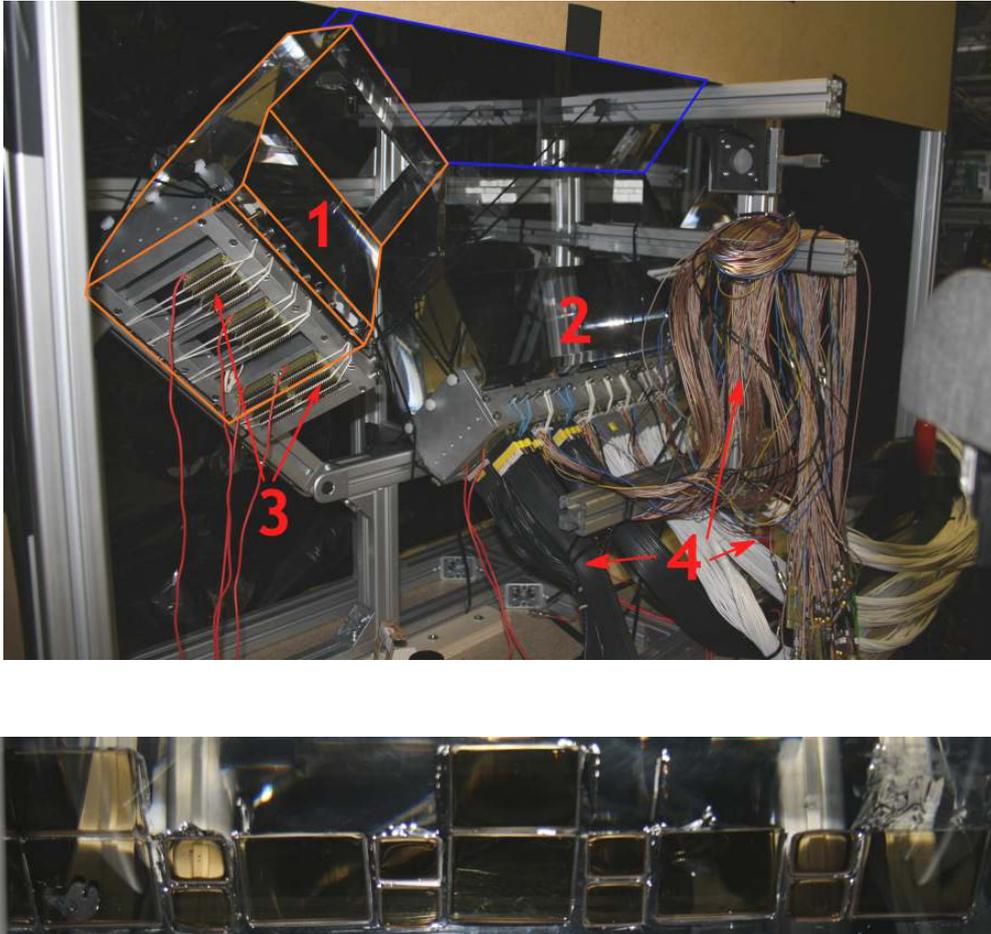


Abbildung 6.2.: Oben: Fotografie des Erlanger Prototypen, mit ① kleiner Optik, ② großer Optik, ③ Rückseiten der MaPMTs und ④ Kabel zur Ausleseelektronik. Der sichtbare Teil der Radiatorplatte ist blau umrandet. Unten: MaPMT-Anordnung auf der Fokalebene des großen (mittleren) fokussierenden Elements. Nur in der unteren Hälfte werden Photonen erwartet. Beide Bilder aus [Sch12].

6.3. Ergebnisse der Tests

Die Vorstellung der Ergebnisse im nächsten Abschnitt beschränkt sich auf den Erlanger Prototypen.

6.3.1. Photonenhitpattern

Das Photonenhitpattern für den geringen Impuls, sowie eine Simulation von Klaus Föhl, ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Die Protonen treffen den Detektor 22 cm unterhalb der Spitze der Radiatorplatte. Zu sehen ist ein Kreisbogen in der großen Optik (rechter Teil). An den Rändern der Optik wird das Pattern reflektiert, wodurch einklappende Flügel entstehen, die auf der linken Seite des Pattern deutlich zu erkennen sind. In der kleinen Optik (links) sind keine Photonen zu erkennen, da der Cherenkov-Kegel mit einem Öffnungswinkel von $23,1^\circ$ sie nicht erreicht.

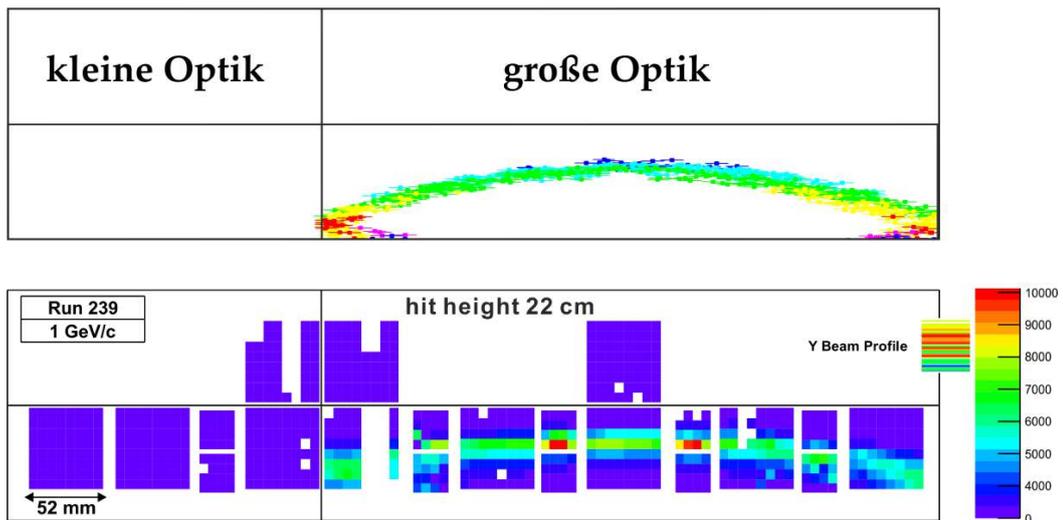


Abbildung 6.3.: Hitpattern bei 1 GeV/c Strahlimpuls, oben: Simulation, unten: Daten. Beide Bilder aus [Li12].

In Abbildung 6.4 ist das Hitpattern und eine Simulation für 2,7 GeV/c gezeigt. Die Protonen treffen in diesem Fall 4,5 cm unterhalb der Spitze der Radiatorplatte auf. In der großen Optik ist eine quasi gerade Linie zu sehen. In der kleinen Optik kommen bei diesem Impuls ebenfalls Photonen an. Der Öffnungswinkel des Cherenkov-Kegels beträgt $44,74^\circ$. Nur die obersten $2,6^\circ$ werden durch die Totalreflexion (Grenzwinkel in Plexiglas bei $n = 1,49$: $42,15^\circ$) zur Optik transportiert.

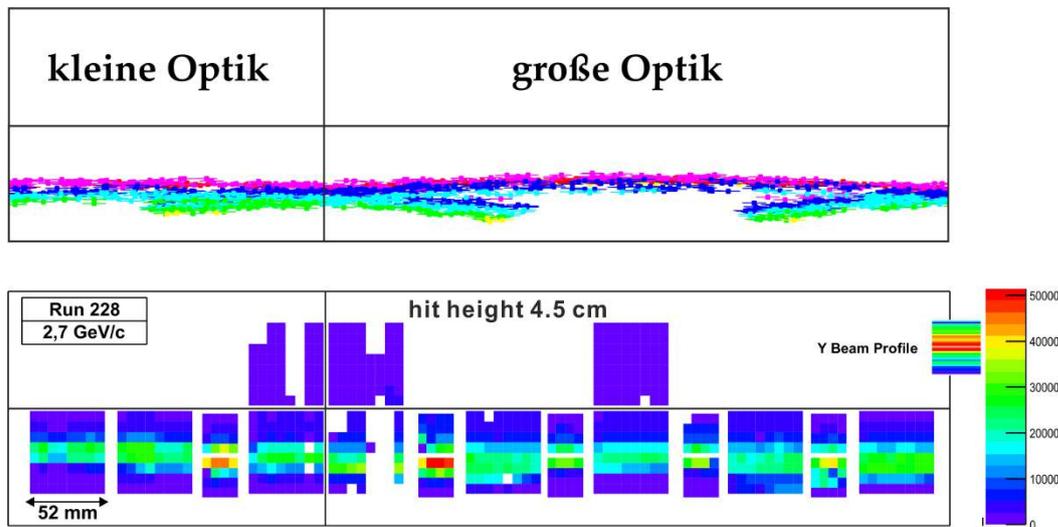


Abbildung 6.4.: Hitpattern bei 2,7 GeV/c Strahlimpuls, oben: Simulation, unten: Daten. Beide Bilder aus [Li12].

6.3.2. Photonenzahl pro Event

Ein weiterer wichtiger Punkt, speziell zur Rekonstruktion der Pattern für eine Bestimmung des Cherenkov-Winkels ist die Anzahl der Photonen die pro Event nachgewiesen werden. Im Falle des niedrigen Impulses liegt diese mit im Mittel 6 niedrig, ist jedoch ausreichend. Beim hohen Impuls liegt die mittlere Anzahl bei 47, bei einer Abdeckung der relevanten Fokalebene mit Sensoren von nur 64 %.

6.3.3. Auflösung des Detektors

Die Energieauflösung des Prototypen wurde unter anderem von Klaus Föhl, Universität Gießen, untersucht. In Abbildung 6.5 ist das rekonstruierte β für Events mit einer bestimmten Anzahl an detektierten Photonen im Erlanger DIRC gezeigt. Die aus der Breite der Verteilung gewonnene Auflösung $\sigma\beta$ ist in Abbildung 6.6 gezeigt. Wie erwartet, verbessert sich die Auflösung mit zunehmender Photonenzahl und nähert sich einem Wert von 0,004 an. Zusätzlich ist zu sehen, dass sich bei zunehmender Photonenzahl der Schwerpunkt der Verteilung verschiebt. Dies deutet auf nicht berücksichtigte, systematische Effekte hin. Eine Simulation der Auflösung, bei der nur der in der Auswertung betrachtete Teil der Fokalebene (ohne einklappende Flügel) berücksichtigt wird, liefert einen Wert von $\sigma\beta = 0,0027$. Damit ist die simulierte Auflösung des ersten Prototypen um einen Faktor 1,5 besser als die gemessene. Dies zeigt, dass Verbesserungen möglich sind.

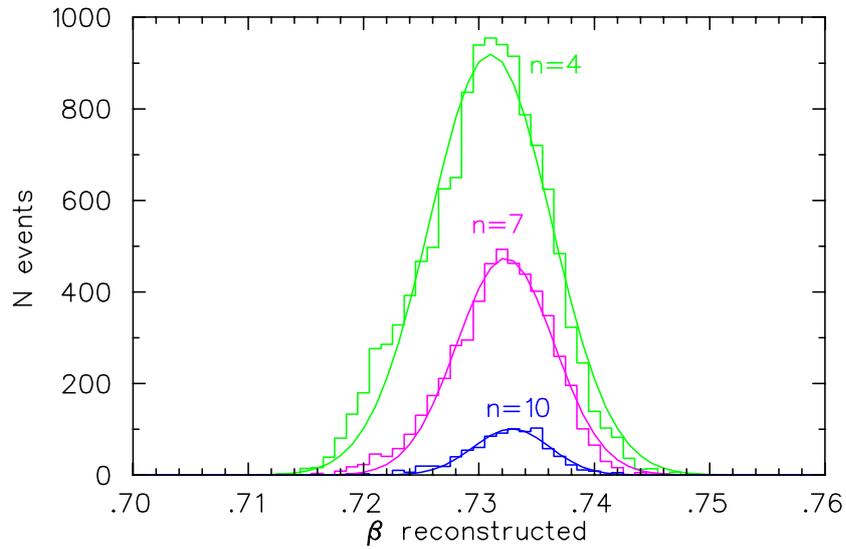


Abbildung 6.5.: Aus den Messdaten rekonstruiertes β für Events mit 4,7 und 10 Photonen. Quelle der Abbildung [Föh12a]

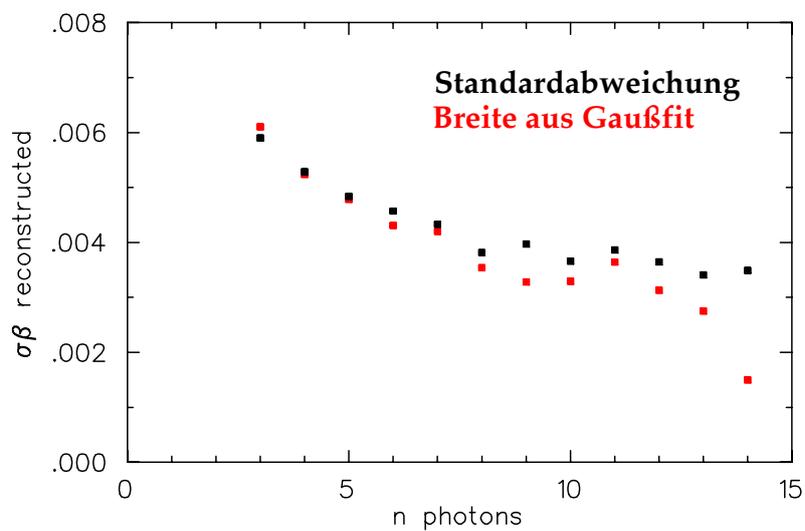


Abbildung 6.6.: Auflösung des ersten Prototypen in β in Abhängigkeit der Photonenzahl. Mit zunehmender Photonenzahl nimmt der Fehler ab. Die roten Punkte ergeben sich aus einem Gaußfit durch die β -Verteilung, die schwarzen Punkte entsprechen der Standardabweichung der jeweiligen Verteilungen. Quelle der Abbildung [Föh12a]

6.4. Diskussion der Ergebnisse

Die Messungen zeigen, dass das Erlanger Modell wie erwartet funktioniert. Die Hitpattern entsprechen qualitativ den simulierten. Eine Anpassung der Photonendetektionseffizienz im Simulationsprogramm führt dazu, dass die Anzahl der gemessenen Photonen ebenfalls den Erwartungen entspricht. Die im Labor gemessene höhere Quanteneffizienz der R8900-100-M16 gegenüber den H8500C MaPMTs (siehe Kapitel 4) bestätigt sich ebenfalls. Zur Steigerung der Anzahl an Photonen/Event speziell bei niedrigen Energien ist eine möglichst große Abdeckung mit MaPMTs mit Superkathode essenziell. Die Tests zeigten jedoch auch Möglichkeiten zu Verbesserungen. Infolge der Tests wurde ein Detektor mit verbesserter Fokussierung und Elementen einheitlicher Größe gefertigt sowie eine neue Elektronik entwickelt. Auf beide Punkte wird in den folgenden Kapiteln eingegangen.

Für Wunder muss man beten, für Veränderungen
aber arbeiten.

(Thomas von Aquin)

7. Vom Prototypen zum Demonstrator - Änderungen und Verbesserungen

Aufgrund des Prototypentests wurde das Design des Detektors sowie die Auswahl der einzelnen Komponenten angepasst. Die Unterschiede zwischen dem Demonstrator und dem ersten Prototypen werden in diesem Kapitel erklärt.

7.1. Neues Design der fokussierenden Elemente

Die im ersten Prototypentest verwendete Optik wurde weiterentwickelt, indem die Oberfläche an der Unterseite ebenfalls eine polynomial geformte¹ Krümmung erhält. Dadurch reduziert sich die Fokusgröße um den Faktor 3 auf nun unter 1 mm. In Abbildung 7.1 ist die optimierte Optik mit Strahlengang dargestellt. Um die optimierte Fokussierung besser nutzen zu können, wurden benachbarte MaPMTs jeweils um ein halbes Pixel (3 mm) versetzt.

Im Abbildung 7.2 sind ist das Ergebnis der Optimierung deutlich zu erkennen. Dazu wurde die Fokussierung beider Optiken mit dem in [Hei11] beschriebenen Messaufbau getestet. An verschiedenen Positionen (entlang der Radiatorplattendicke) wurde unter dem gleichen Winkel ein Laserstrahl eingekoppelt und auf eine an der Fokalebene befestigte Mattscheibe abgebildet. Das resultierende Bild wurde mit einer Kamera aufgenommen und anschließend untersucht. Im linken Bild ist der Brennfleck der alten Optik gezeigt. Die weiter von der optischen Achse entfernten Laserstrahlen werden weiter nach rechts abgebildet, daher ist das Pattern in der Breite verschmiert. Im rechten Bild ist der Brennfleck der neuen Optik gezeigt. Die Größe entspricht dem Durchmesser des Laserstrahls.

¹Eine polynomiale Linse (in diesem Fall 6. Ordnung) reduziert Linsenfehler wie z.B. die sphärische Abberation.

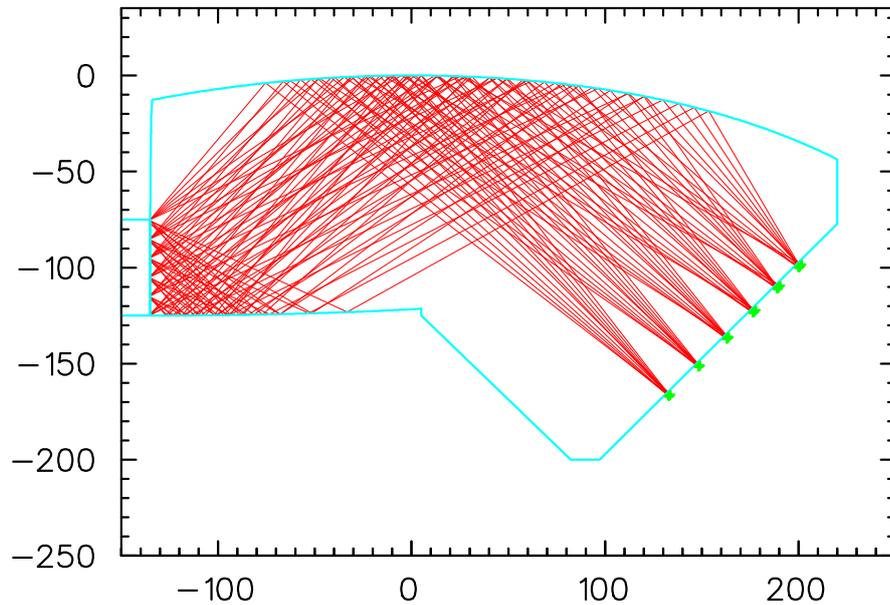


Abbildung 7.1.: Fokussierende Optik des Demonstrators mit eingezeichnetem Strahlengang für verschiedene Winkel und Positionen. Die obere Oberfläche sowie die linke untere Oberfläche, auf die die Lichtstrahlen treffen, besitzen eine polynomiale Krümmung. Die Skala zeigt mm an. Bearbeitet, nach [Föh12b]

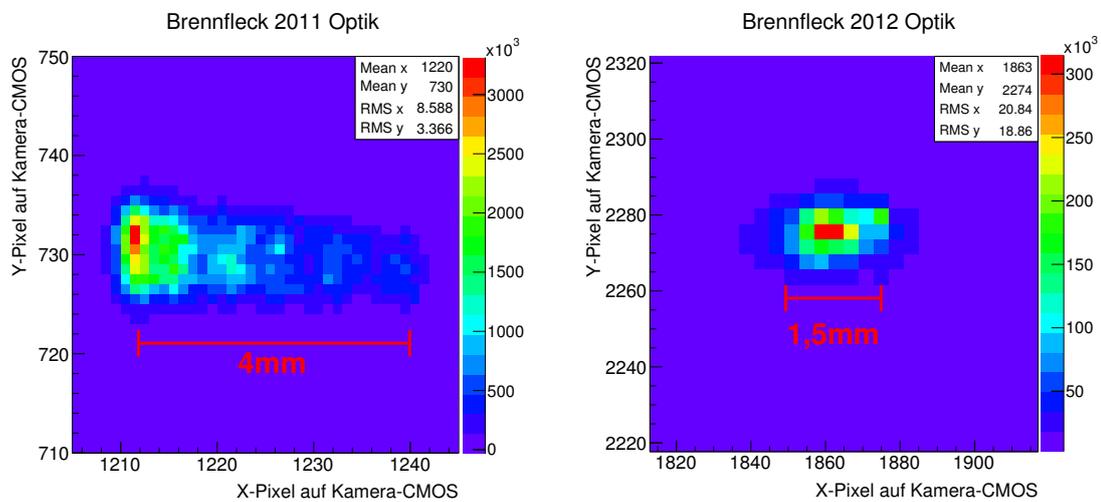


Abbildung 7.2.: Brennfleck der Optiken. Links: alte Optik, 500 Messpunkte unter 45° ; Rechts: neue Optik, 10 Messpunkte unter 65° . Die Messpunkte sind jeweils gleichmäßig über die Breite der Radiatorplatte verteilt. Die Skalierung ist in beiden Messungen unterschiedlich.

Im Vergleich zum ersten Prototypentest wurden für den Erlanger Teil des Demonstrators zwei 40 cm breite Optiken anstatt einer breiten und zwei 20 cm schmalen verwendet. Durch die Verwendung von baugleichen Elementen vereinfacht sich die Fertigung sowie die spätere Analyse. In Abbildung 7.3 ist eine schematische Darstellung des konzipierten Detektors zu sehen. In Abbildung 7.4 ist eine CAD-Zeichnung des Radiators und der optischen Elemente gezeigt, wie sie in das WASA-Experiment integriert werden könnte. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 7.5 eine Fotografie des Erlanger DIRC-Quadranten, der dem blau eingefärbten Teil in Abbildung 7.3 entspricht, in seiner Halterung gezeigt.

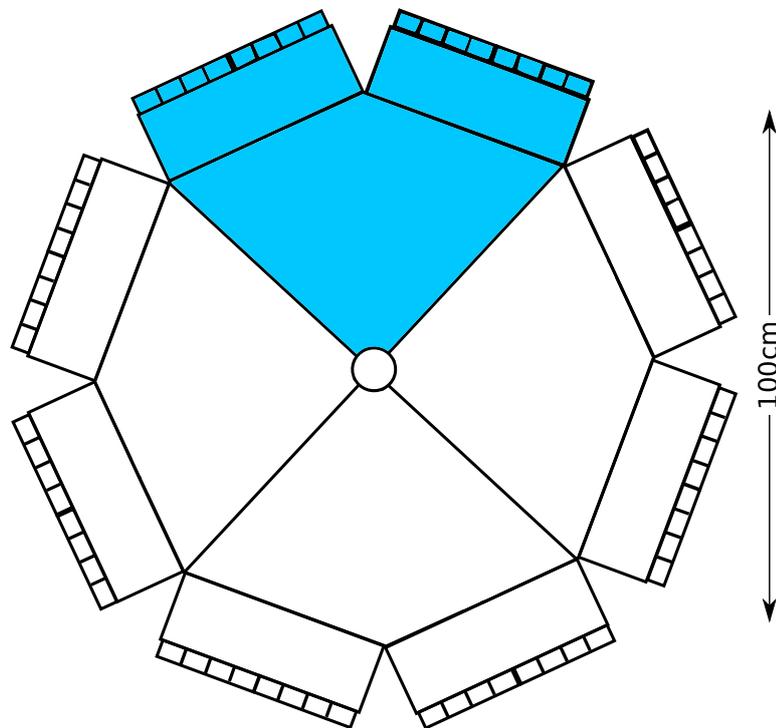


Abbildung 7.3.: Schematische Darstellung des Detektors, blau unterlegt das im Test eingesetzte Viertel.

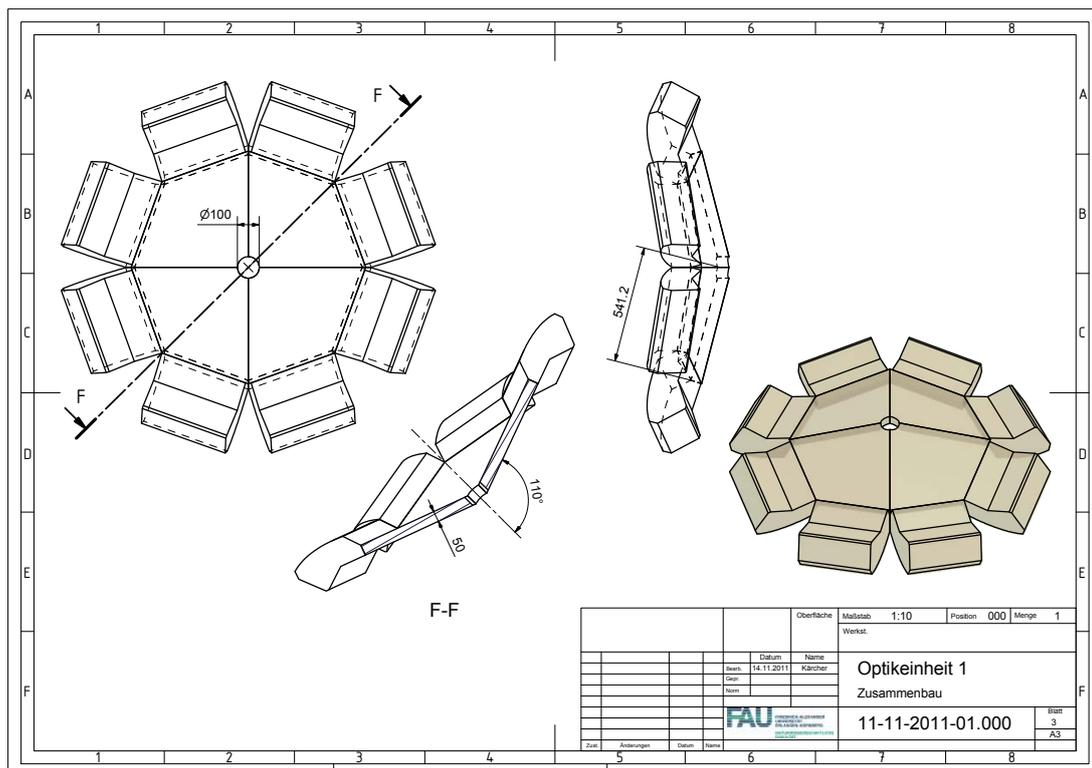


Abbildung 7.4.: CAD-Zeichnung der vier Viertel mit Neigung um 20° , ohne PMTs und Supportstruktur. Quelle [Kär11].

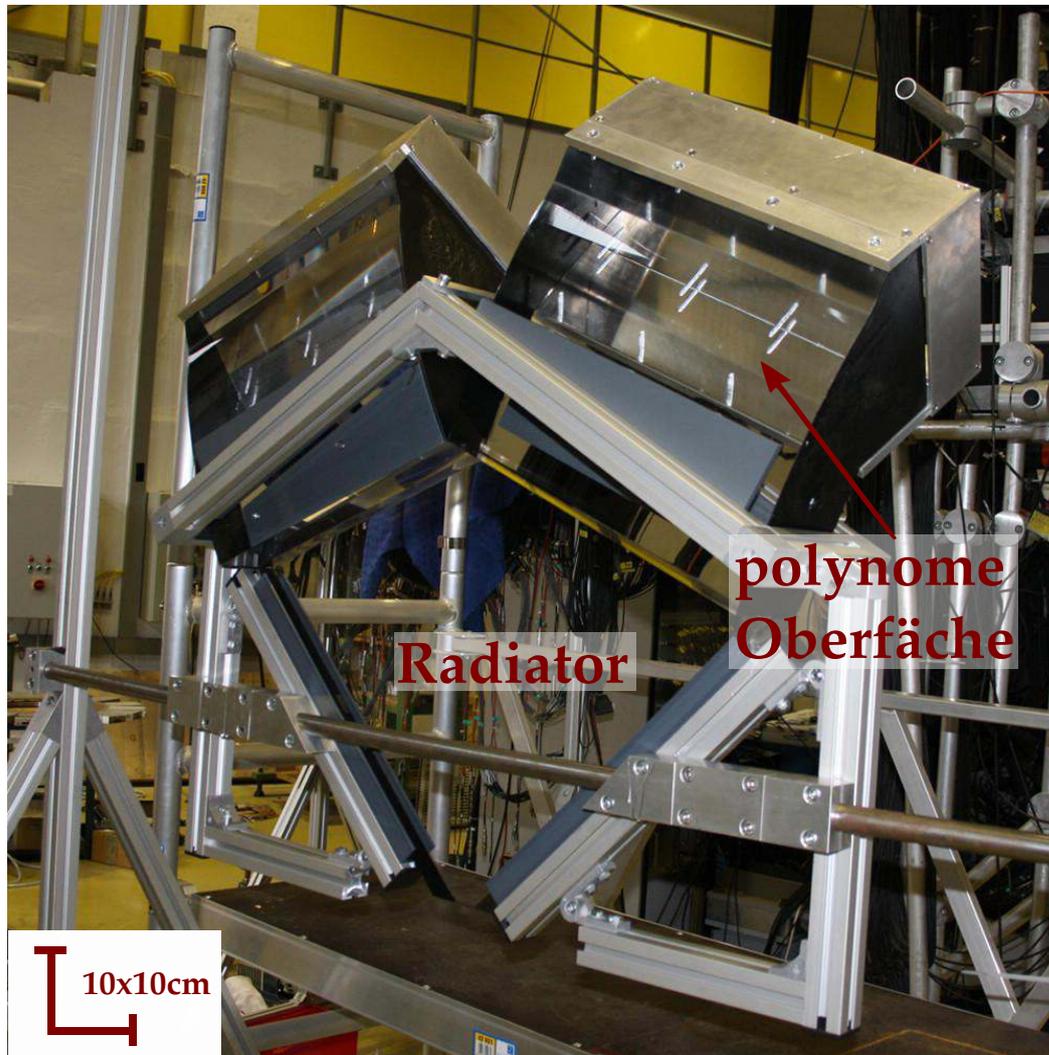


Abbildung 7.5.: Fotografie des Erlanger DIRC-Quadranten des modifizierten Demonstrators in seiner Halterung hinter dem TOF-Experiment am Forschungszentrum Jülich. Die Seiten der fokussierenden Optiken sind bereits mit Kunstharzlack geschwärzt.

7.2. Änderung des experimentellen Setup

Um detaillierte Aussagen unter experimentnahen Bedingungen über die Eigenschaften des Detektors treffen zu können, wurde neben dem direktem Einschuss von Protonen in die Radiatoren auch an einem Streuungen von Protonen an einem Target untersucht. Eine genaue Beschreibung des neuen Setups befindet sich in Kapitel 9.

7.3. Ausleseelektronik

Aufgrund der großen Kanalzahl im Demonstrator-konzept kann nicht mehr auf vorhandene Elektronik zurückgegriffen werden. Da die Entwicklung einer neuen Elektronik ein entscheidender Punkt dieser Arbeit, sowie von besonderem Interesse für das PANDA-Experiment ist, wird sie in einem eigenen Kapitel vorgestellt (Kapitel 8).

Eines Tages werden Maschinen vielleicht denken können, aber sie werden niemals Phantasie haben.

(Theodor Heuss)

8. Neuartige Messelektronik

IDEALERWEISE nimmt eine Messelektronik, die zur Auslese von PMTs dient, die Ladung (QDC: charge to digital converter) und die Zeit (TDC: time to digital converter) der Signale auf. Über die Ladung lässt sich zum einen die Anzahl der Photonen bestimmen die den PMT getroffen haben und die Zeitmessung korrigieren. Die Zeit dient unter anderem dazu, verschiedene Photonen aus verschiedenen Ereignissen zu unterscheiden sowie Flug- und Laufzeiten zu messen. Da die im ersten Prototypentest verwendete Elektronik nur über ca. 900 Kanäle verfügte, für den Demonstrator aber insgesamt mehr als 2400 Kanäle benötigt wurden und keine weitere Auslese zur Verfügung stand, wurde in Zusammenarbeit mit Michael Traxler, Abteilung Experiment-Elektronik der GSI Darmstadt, eine neue Auslese konzipiert. Sie basiert auf einem bereits vorhandenem TDC Board, dem TRBv3 (Trigger Board Version 3), und einer speziell zur Verarbeitung der Signale von PMTs und MCPs neu entwickelten Front-End-Elektronik, dem Padiwa-Board (Panda-DIRC-WAsa). Auf die Messung der Ladung wird verzichtet, die Korrektur der Ankunftszeit kann alternativ über die Breite der diskriminierten Signale erfolgen (Time-over-Threshold Korrektur). Beide Bestandteile werden in den folgenden Sektionen beschrieben.

Von besonderem Interesse ist diese Auslese auch für das PANDA-Experiment, da dort ebenfalls ihr Einsatz eine Option darstellt. Eine Aufgabe des Demonstrators ist somit auch die Untersuchung, ob die Elektronik für einen Einsatz für den PANDA-DIRC geeignet ist, besonders im Hinblick auf die Anforderungen wie Ratenverträglichkeit und die zu erreichende Zeitauflösung.

8.1. Front-End-Elektronik Padiwa-Board

Die Front-End-Elektronik ist dafür zuständig, zur Verarbeitung der Analogsignale diese zuerst zu verstärken und anschließend zu diskriminieren. Das Padiwa-Board basiert

auf einem Lattice MachXO2 FPGA¹, in dem ein Schwellenwertdiskriminator realisiert ist. Die Generation der dazu benötigten Schwellenspannung erfolgt nicht wie üblich über einen Digital-to-Analog-Konverter (DAC), sondern ebenfalls über den FPGA. Dies wurde im Padiwa zum ersten Mal erfolgreich realisiert. Die Entwicklung des Boards erfolgt in Zusammenarbeit mit Michael Traxler (Schaltungsentwicklung) und Jan Michel, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt (FPGA Firmware, diverse Tools).

Ein Schwellenwertdiskriminator gibt, wie in Abbildung 8.1 verdeutlicht, immer dann ein Signal aus, wenn das zu untersuchende Analogsignal eine bestimmte Spannungsschwelle überschreitet. Signale mit einer hohen Amplitude bei gleicher Breite steigen schneller an, weshalb sich der Startzeitpunkt des diskriminierten Signals verschiebt. Da sich jedoch gleichzeitig auch dessen Breite ändert, lässt sich diese Verschiebung korrigieren. Die Zeit die das Signal über der Schwelle ist, wird im weiteren als Time-over-Threshold (TOT) bezeichnet, die Zeit zu der die Schwelle überschritten wird als Time.

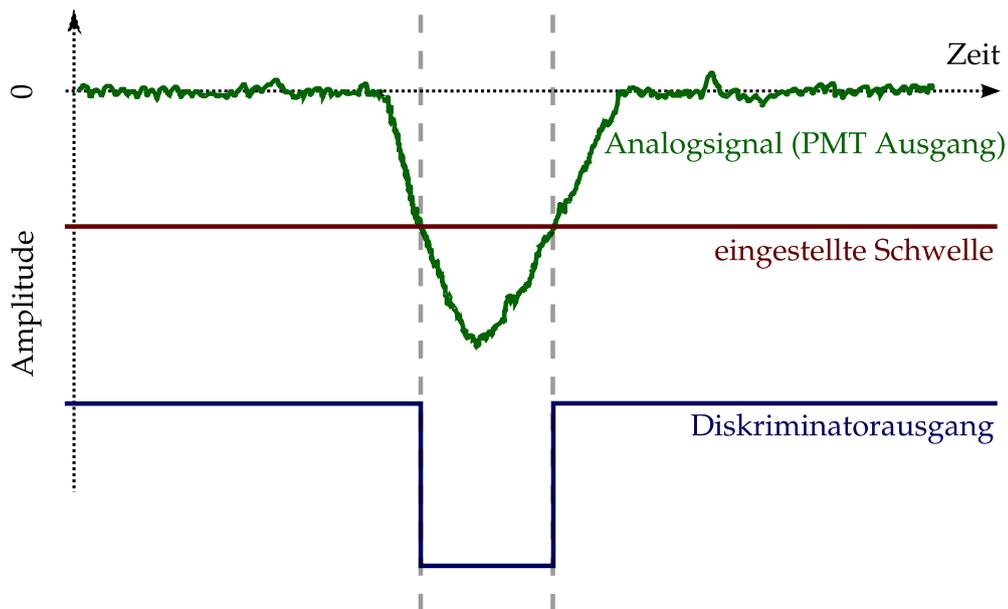


Abbildung 8.1.: Prinzip eines Schwellenwertdiskriminators.

¹field programmable gate array: Integrierter Schaltkreis (IC) auf dem eine beliebige logische Schaltung frei programmiert werden kann.

Das Padiwa, in Abbildung 8.2 zu sehen, verstärkt die am Eingang ankommenden Signale mittels eines BGA2803² zehnfach. Das verstärkte Signal wird nun mittels eines im FPGA realisierten Komparators mit einer Schwellenspannung verglichen. Diese wird ebenfalls mit Hilfe des FPGA erzeugt. Dazu wird ein pulswertenmoduliertes (PWM) Digitalsignal über eine Reihenschaltung von Kondensatoren und Widerständen zu einer Gleichspannung geglättet. Die Spannung lässt sich so zwischen 0 und +3,3 V variieren. Im Bereich von 30 °C-70 °C lässt sich die Spannung auf 0,5 mV stabilisieren [Bra13]. Das Padiwa-Board ist in der Lage positive, sowie die von den PMTs erzeugten negativen Signale zu diskriminieren, indem auf das verstärkte Signal ein Offset von +1,65 V addiert wird. Solange das am Komparator anliegende verstärkte Signal die Schwelle über- bzw. unterschreitet, wird der LVDS³ Ausgang des entsprechenden Kanals geschaltet. Dieses lässt sich rauschfrei über Flachbandkabel zur nachfolgenden Elektronik leiten, in diesem Fall die TRBv3 TDC-Boards.

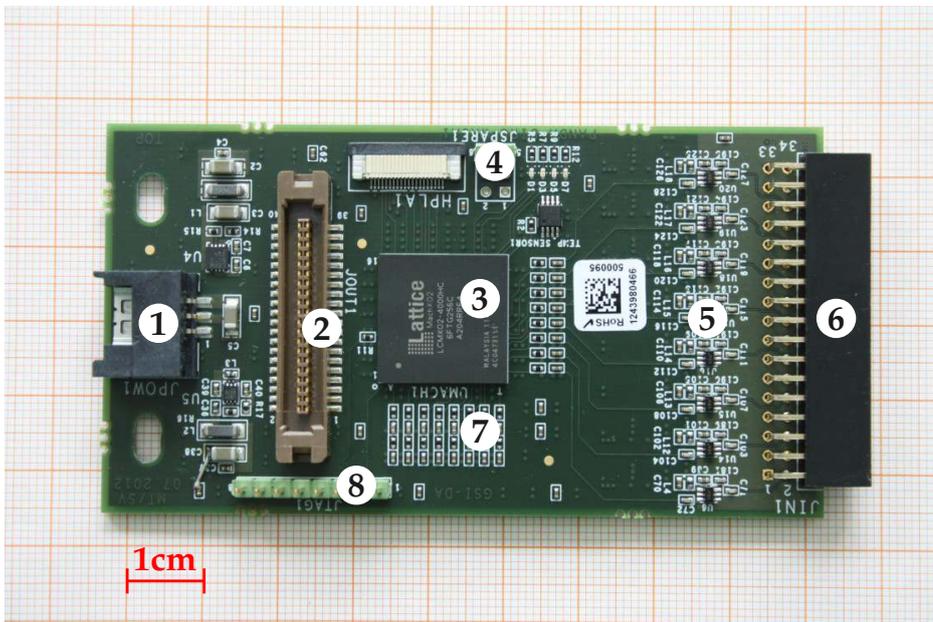


Abbildung 8.2.: Bild eines Padiwa Front-End-Boards: zu sehen sind ① Stromanschluss ② LVDS Ausgang ③ FPGA zur Diskriminierung der Eingangssignale und zur Erzeugung der individuellen Schwellen ④ Monitorausgang ⑤ 10x Verstärker der Eingangssignale ⑥ Eingangsstecker ⑦ Glättung der Pulsweitenmodulation ⑧ Programmierstecker zur Einspielung der FPGA Firmware.

²Breitband-Verstärker IC der Firma NXP, Verstärkung ca. 23,5 dBm, Bandbreite DC-2,2 GHz, nicht invertierend, intern abgeglichen auf 50 Ω. Quelle [NXP13].

³low voltage differential signaling, differenzielles Signal mit niedrigem Spannungspegel, vor allem in der Datenübertragung eingesetzt.

In Abbildung 8.3 ist die Signalverarbeitung des Padiwa-Boards in Form eines Oszilloskop Screenshots gezeigt, in Blau das am Eingang anliegende Signal, ein Spannungspuls mit einer Amplitude von 22 mV und einer Halbwertsbreite (FWHM) von 4 ns. In Gelb ist das verstärkte Signal mit einer Amplitude von 220 mV und einer Halbwertsbreite von ebenfalls 4 ns dargestellt. Die positive Seite des LVDS Ausgangssignal ist in Pink gezeigt. Der Pegel ändert sich für den Zeitraum in dem das Eingangssignal die eingestellte (sehr niedrige) Schwelle überschreitet. Die Rundungen der Kanten haben ihre Ursache in der zu geringen Bandbreite der verwendeten Oszilloskop-Probe. Die unterschiedlichen Startzeitpunkte des Eingangs- und Ausgangssignal geben die Verzögerung des Boards wieder, in diesem Fall 9 ns.

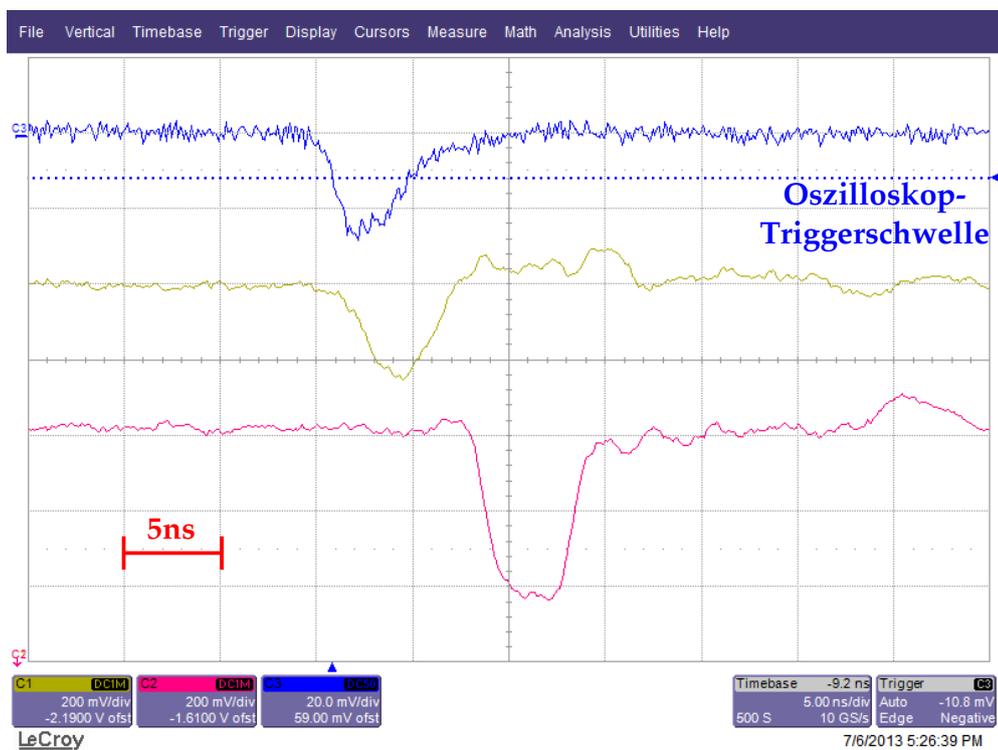


Abbildung 8.3.: Oszilloskop Screenshot der Signalverarbeitung mit dem Padiwa-Board. Blau: Rohsignal, Höhe 22 mV, FWHM 4 ns; Gelb: 10x verstärktes Signal (zu beachten ist die andere Aufteilung der Y-Achse); Pink: LVDS Ausgangssignal nach Diskriminator.

Die Einstellung der Schwellen und weiterer Parameter, wie dem Monitorausgang und eventuelle Invertierung oder Streckung von Signalen erfolgt über eine SPI-Schnittstelle (serial peripheral interface) unter Verwendung des TRBv3-Boards. Zur Vermeidung von Rauschen und zur Reduzierung von Kabellängen sind die Padiwa-Boards im Erlanger

Detektor direkt auf die PMT-Spannungsteiler gesteckt. Im Tübinger Modell sind sie mit einem 0,5 m langen Flachbandkabel verbunden. Das bei den Tests verwendete Hodoskop wird ebenfalls mit den Padiwa-Boards bestückt (Diese sind hier über 5 m lange Koaxialkabel mit den PMTs verbunden).

8.2. Datenaufnahme mit TRBv3

Zur Aufnahme der Zeitsignale wird auf das bereits vorhandene TRBv3-Board, das in Abbildung 8.4 gezeigt ist, zurückgegriffen. Im Folgenden wird eine kurze Übersicht gegeben. Für detaillierte Informationen sei auf [KMM⁺13] und [TBK⁺11] verwiesen. Jedes TRBv3 besitzt fünf FPGAs, vier Stecker mit jeweils 208 Pins zum Anschluss diverser Addons, RJ45 Buchsen zum Anschluss von Triggersignalen sowie mehrere Gigabit-Ethernet-Ports zur Anbinden weiterer TRBv3s. Über einen Ethernet-Port erfolgt auch die Kommunikation mit dem Datenaufnahmerechner.

In die FPGAs des TRBv3 lassen sich verschiedene Firmwares programmieren, in den zentralen FPGA beispielsweise ein CTS (Central Trigger System), das dafür zuständig ist, die ankommenden Triggersignale zu verarbeiten. Beispielsweise wird ausgeschlossen, dass eine neue Auslese getriggert wird, solange die Vorherige noch nicht abgeschlossen ist. Ebenfalls ist es möglich, vier verschiedene Trigger logisch miteinander zu verknüpfen und interne Pulser zu integrieren. Das CTS ist auch dafür zuständig, die Triggersignale an alle angeschlossenen TRBv3-Boards zu leiten. In die vier peripheren FPGAs lassen sich beispielsweise Hubs programmieren, durch die weitere TRBv3s angebunden werden können. Am wichtigsten ist jedoch die Implementierung der TDCs. In jedem FPGA lässt sich ein TDC mit 64 Kanälen realisieren, somit 256 Kanäle pro Board. Zum Zeitpunkt des Tests waren diese jedoch nur auf eine Flanke sensitiv. Zur Bestimmung der Time-over-Threshold müssen jedoch beide Flanken gemessen werden, die steigende und fallende (leading und trailing edge), um die Differenz und damit die Signallänge zu ermitteln. Es lassen sich TDCs mit 32 Kanälen implementieren, die dafür geeignet sind.

Die Zeitmessung erfolgt über drei verschiedene Zähler. Die kleinste Einheit bildet der Fine-Time-Counter, der mit einer Granularität von 10 ps und einem dynamischen Bereich von 5 ns die Feinzeit misst. Die Signale werden dazu durch verschiedene auf dem FPGA realisierte Delaylines (Verzögerungen) geschickt. Die Zeitbreite dieser muss jedoch im Nachgang kalibriert werden, da nicht alle Lines die gleiche Breite besitzen. In Abbildung 8.5 links ist die Verteilung der Fine-Time eines Kanals gezeigt. Die unterschiedliche Anzahl an Einträgen in den einzelnen Bins zeigt die unterschiedliche Breite dieser. Rechts in der gleichen Abbildung ist eine Kalibrationskurve gezeigt, die jedem Bin eine Zeit zuweist. Zur Messung größerer Zeiten wird der Coarse-Counter mit einer Granularität

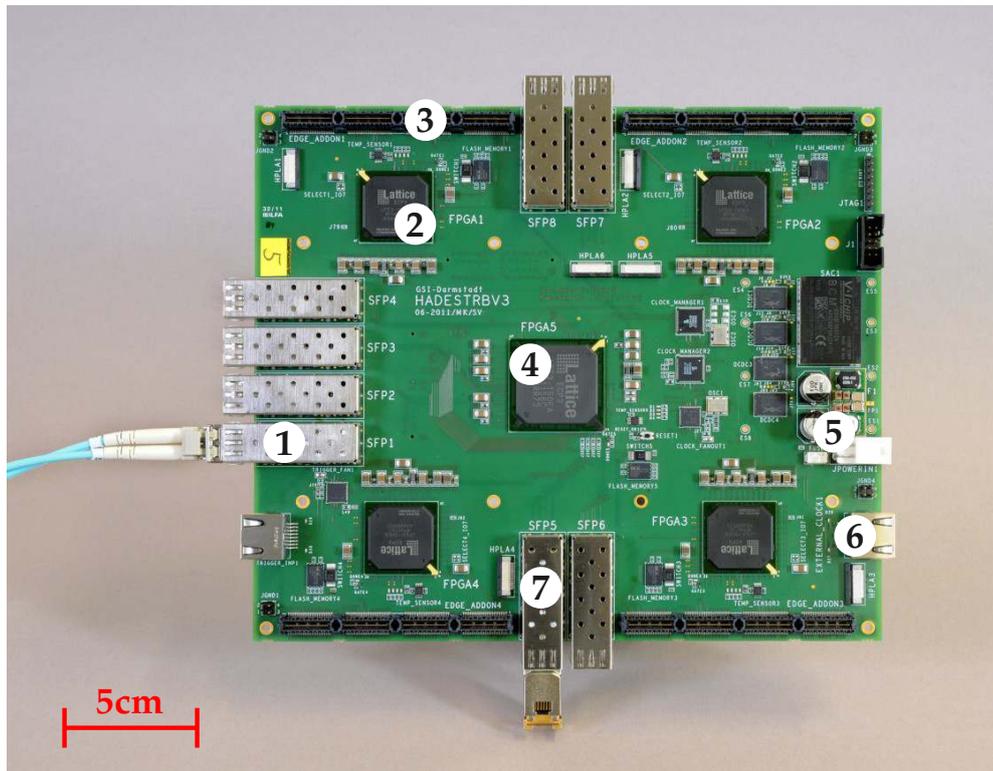


Abbildung 8.4.: Bild eines TRBv3 TDC: zu sehen sind ① SFP Anschlussbuchse zur Kommunikation mit anderen TRBv3s ② einer von vier peripheren FPGAs, auf denen die TDCs implementiert sind ③ Anschluss für die LVDS Zeitsignale ④ Zentraler FPGA, hier ist das CTS untergebracht ⑤ Spannungsversorgung ⑥ Trigger Ein- und Ausgang ⑦ Ethernetanschluss zur Verbindung mit dem Datenaufnahmerechner [KMM⁺13].

von 5 ns und einem dynamischen Bereich von 10,24 μ s verwendet. Jedes Mal, wenn dieser Counter überläuft, zählt der Epoch-Counter weiter, der einen Bereich von 48 min abdeckt. Das TRBv3 misst dabei nicht die absoluten Zeiten, sondern jeweils nur in Relation zu einer durch das CTS erzeugten Referenzzeit, die jedoch für alle TDC gleich ist. Daher muss die reale Zeit durch Bildung von Differenzen erzeugt werden.

Mit dem TRBv3 ist es also möglich, bis zu 700kHz Events aufzunehmen, wobei die Trefferrate in den einzelnen Kanälen bis zu 50 MHz betragen kann. Dabei ist das TRBv3 multihitfähig mit einem dynamischen Bereich von bis zu 48 Minuten mit einer Zeitauflösung von <14 ps (RMS) [TBK⁺11]. Damit erfüllt es die Anforderungen des Demonstrators und des PANDA-DIRCs. Als idealer Kandidat zeichnet es sich weiterhin durch die besonders einfache Handhabung aus. Es wird nur eine 48 V Spannungsversorgung und ein Computer mit Netzwerkkarte benötigt. Das Zusammenspiel mit PMTs und dem

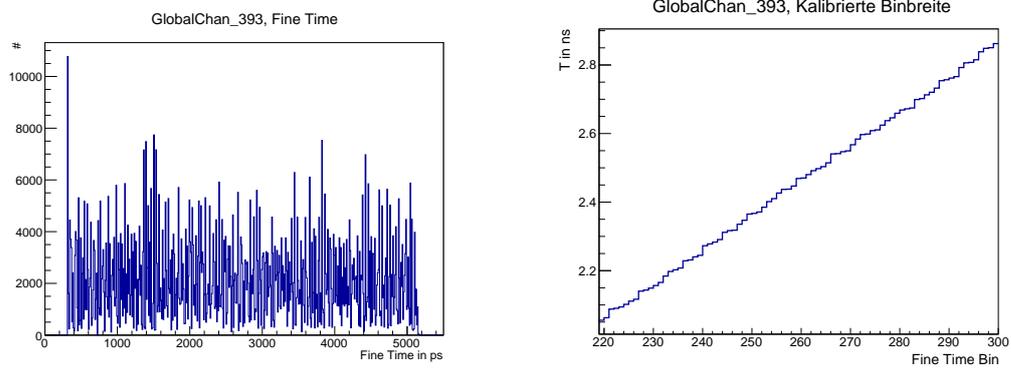


Abbildung 8.5.: Kalibration des TRBv3 Fine-Time-Counters. Links: Nicht kalibriertes Fine-Time-Spektrum, ungleichmäßige Verteilung; Rechts: Kalibrationskurve.

Padiwa-Board ist im folgenden beschrieben.

8.3. Zusammenspiel von PMT, Padiwa und TRBv3

Von besonderem Interesse ist die Zeitauflösung und Effizienz des Gesamtsystems. Zur Bestimmung der Effizienz wurden die Zählraten des Systems aus Padiwa und TRBv3 mit der sonst im Labor verwendeten CAEN-DAQ verglichen. Die Detektionseffizienz weicht dabei nicht voneinander ab.

8.3.1. Zeitauflösung des Gesamtsystems

Zur Bestimmung der Zeitauflösung des Gesamtsystems wurde zum einen die Time-over-Threshold des Lasertriggersignals bestimmt, das über ein Padiwa-Board diskriminiert wurde. In Abbildung 8.6 ist das Spektrum gezeigt. Die mittlere Länge beträgt 15,7 ns. Die Schwankungsbreite von $\sigma = 20$ ps resultiert zum einen auf der Zeitauflösung von Padiwa und TRBv3 sowie aus dem Jitter des Triggersignals.

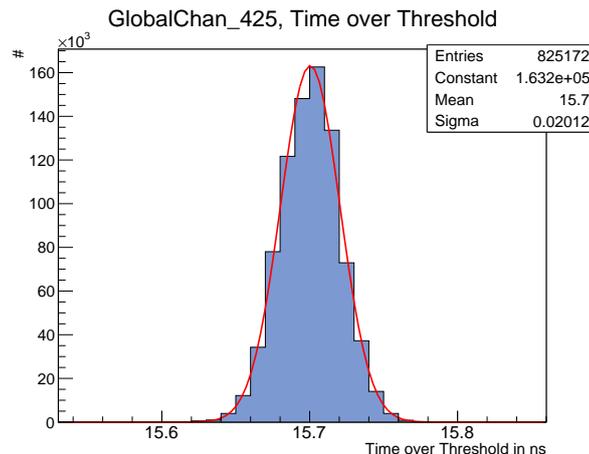


Abbildung 8.6.: Time over Threshold Spektrum des Lasertriggersignals, $\sigma = 20,1$ ps.

Zum anderen wurde ein MCP-PMT mit einem Laserpulsor bestrahlt. Der MCP-PMT ist aufgrund der kurzen Signale und geringen Schwankungsbreite dafür besser geeignet als ein MaPMT. In Abbildung 8.7 ist die Zeitdifferenz zwischen Triggersignal und dem Signal eines MCP-Kanals, der im Mittel mit 20 Photonen/Laserpuls beleuchtet wird, über die Time-over-Threshold dieses Kanals aufgetragen, mit einer hohen und niedrigen Schwelle. Zu sehen ist der Time-Walk: kleine Signale (kurze TOT) liegen zeitlich später als solche mit großer Amplitude (große TOT). Bei einer niedrigen Schwelle sind die Unterschiede in der Zeit geringer, daher ist der Walk nicht so ausgeprägt.

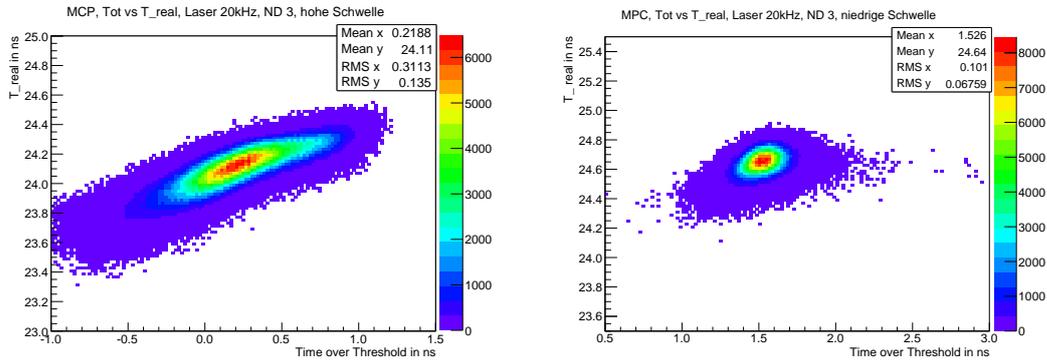


Abbildung 8.7.: Time over Threshold vs Time. Links: Hohe Schwelle; Rechts: Niedrige Schwelle. T_{real} ist invertiert.

Um die Zeitauflösung zu bestimmen werden nun wie in Abbildung 8.8 Y-Profile des Histogramms erzeugt. In ihnen kann über einen Fit einer Gaußverteilung das σ der Verteilung bestimmt werden. In Fall der niedrigen Schwelle beträgt die Auflösung für Multiphotonen $\sigma = 59,6$ ps. Für Einzelphotonen liegt die Zeitauflösung bei $\sigma = 70,0$ ps. Im Vergleich zu Messungen der MCP Zeitauflösung mit einem Oszilloskop [Bri13b] liegt diese ca. 10-20 ps höher, was zum einen durch die Zeitauflösung des TRBv3s sowie durch die extrem kurzen MCP-Signale ($\text{FWHM} < 500$ ps), erklärt wird.

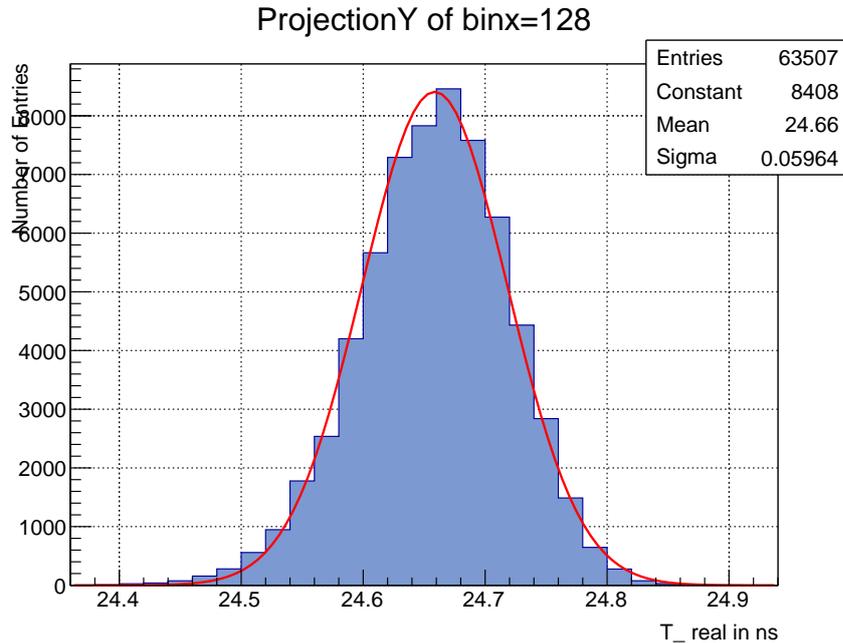


Abbildung 8.8.: Schnitt durch Time over Threshold vs Time Plot ergibt die Zeitauflösung des MCPs gemessen mit einem System aus Padiwa Front-End und TRBv3 TDC, $\sigma = 59,6$ ps.

8.3.2. Ratenverträglichkeit

MaPMTs wie der H8500C können bis zu einigen MHz Photonen pro Pixel ohne Einbruch der Verstärkung detektieren [Ado09]. Die Ratenverträglichkeit des Padiwa-Boards wurde mittels eines Pulsers getestet. In Abbildung 8.9 ist ein Oszilloskop-Screenshot einer Messung gezeigt. Ein Pulsersignal mit einer Rate von 101 MHz und einer Amplitude von 400 mV an 50 Ω wird mit dem Padiwa-Board diskriminiert. Zu sehen ist in Pink das Eingangssignal (auf acht Kanälen des Padiwa-Boards), sowie in grün das saubere Ausgangssignal (positives LVDS-Signal). Die Scaler des TRBv3-Boards funktionieren bei dieser Rate ebenfalls.

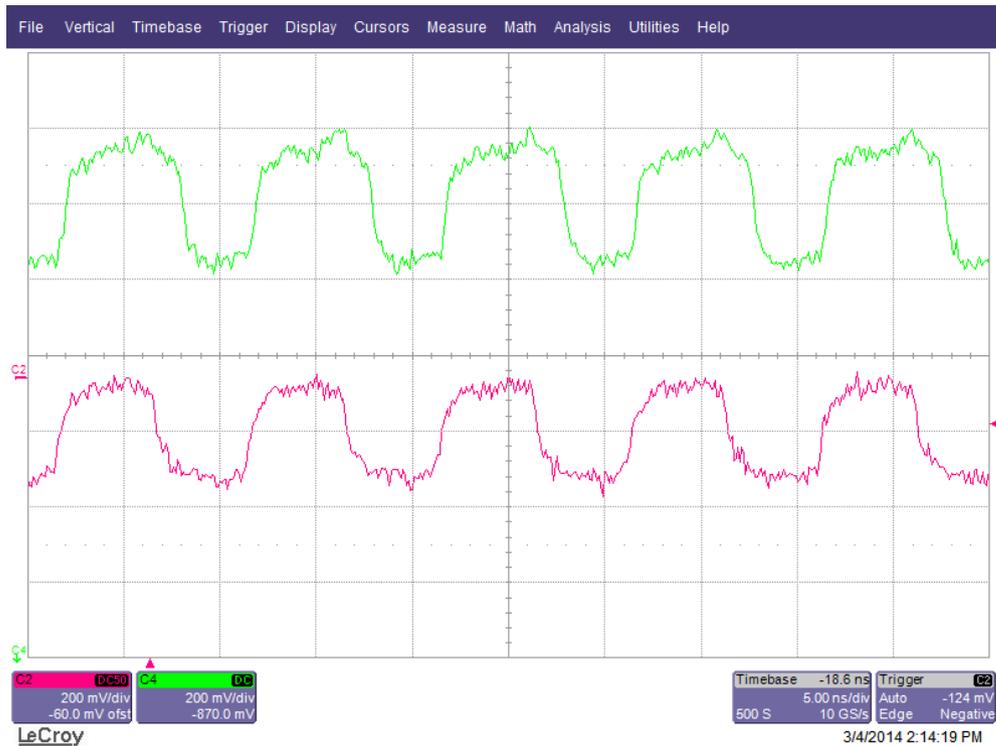


Abbildung 8.9.: Oszilloskop Screenshot der Ratenverträglichkeit. Pink: Rohsignal, Amplitude 400 mV, FWHM 5 ns; Grün: positives LVDS Ausgangssignal nach Diskriminator.

8.3.3. Einfluss der Kabellänge

Zum Verbinden der Padiwa- mit den TRBv3-Boards wurden 40-adrige Flachbandkabel, 0.025“ PVC Stranded Micro Quick-Twist der Firma Hitachi Cable, verwendet. Laut LVDS-Spezifikation sind Kabellängen bis 10m möglich, mit geeigneten Kabeln auch länger. Jedoch ändert sich aufgrund der Dämpfung der Kabel die Signalform. Um den Einfluss der verwendeten Kabel auf die Zeitauflösung zu untersuchen, wurde das Ausgangssignal eines Pulsers diskriminiert und mittels eines TRBv3-Board die Breite gemessen. In Tabelle 8.3.3 ist diese Breite sowie deren Varianz für verschiedene Kabellängen aufgetragen.

| Kabellänge in m | gemessene Breite in ns | Varianz σ in ns |
|-----------------|------------------------|------------------------|
| 2 | 4,987 | 0,060 |
| 5,25 | 4,734 | 0,081 |
| 10 | 4,374 | 0,109 |

Tabelle 8.1.: Zeitauflösung und Signalbreite des Padiwa-LVDS-Signals bei verschiedenen Kabellängen bei einer Schwelle von 1437,11 mV.

Zu sehen ist, dass wie erwartet mit zunehmender Kabellänge die Zeitauflösung abnimmt. Die gemessene Breite wird kleiner, da die Steilheit der Flanken des Signals ebenfalls abnimmt. Zu bemerken ist ebenfalls, dass ab einer Kabellänge von 6,5 m mit dem verwendeten Kabeltyp nur noch eine Kommunikation in eine Richtung möglich ist. Die vom TRBv3-Board gesendeten Steuersignale erreichen das Padiwa-Board, die zurückgesendeten Status-Informationen gehen jedoch verloren. Dies sowie die Zeitauflösung sind bei der Auslegung des Messaufbaus zu berücksichtigen. Daher sind im Demonstrator maximal 5 m lange Flachbandkabel verwendet worden.

8.4. Fazit

Die Kombination von TRBv3 und Padiwa-FrontEnd mit einer Zeitauflösung, die wesentlich besser ist als die intrinsische Zeitauflösung der im Demonstrator verwendeten PMTs, eignet sich auch speziell für Testaufbauten, da sie durch die FPGA-Technik flexibel ist und sich auf spezifische Experimentanordnungen auch im laufenden Betrieb einstellen lässt. Mit einer Zeitauflösung von $\sigma = 20$ ps, einer einfachen Handhabung, einer hohen Ratenverträglichkeit und nicht zuletzt eines günstigen Anschaffungspreises ist sie auch für den PANDA-DIRC geeignet und soll dort auch eingesetzt werden.

9. Demonstrortest am externen COSY-Strahl

ZUR Untersuchung der Eigenschaften des DIRC Detektors wurde eine Hälfte des gesamten geplanten Detektors als Demonstrator aufgebaut und in zwei Teststrahlzeiten, 2012 und 2013, am COSY-Beschleuniger am Forschungszentrum Jülich untersucht. Die Strahlprotonen wurden sowohl direkt in den Detektor geführt, als auch an einem Target gestreut und die gestreuten Teilchen untersucht. Das Demonstratorexperiment ist zum einen wichtig zur Weiterentwicklung und zum Test der einzelnen Komponenten. Zum anderen dient der Demonstrator zur Überprüfung von Simulationsprogrammen, die zur Entwicklung des PANDA-DIRCs verwendet werden. Im Hinblick auf das PANDA-Experiment ist die neu entwickelte Padiwa-Elektronik und ein groß angelegter Test der TRBv3-Boards sowie der Einsatz von MCPs unter experimentellen Bedingungen ebenfalls von besonderem Interesse.

9.1. Aufbau des Demonstrators

In Abbildung 9.1 ist eine schematische Darstellung des Demonstrators zu sehen. Die Strahlprotonen des COSY-Beschleunigers erreichen zuerst das Target.

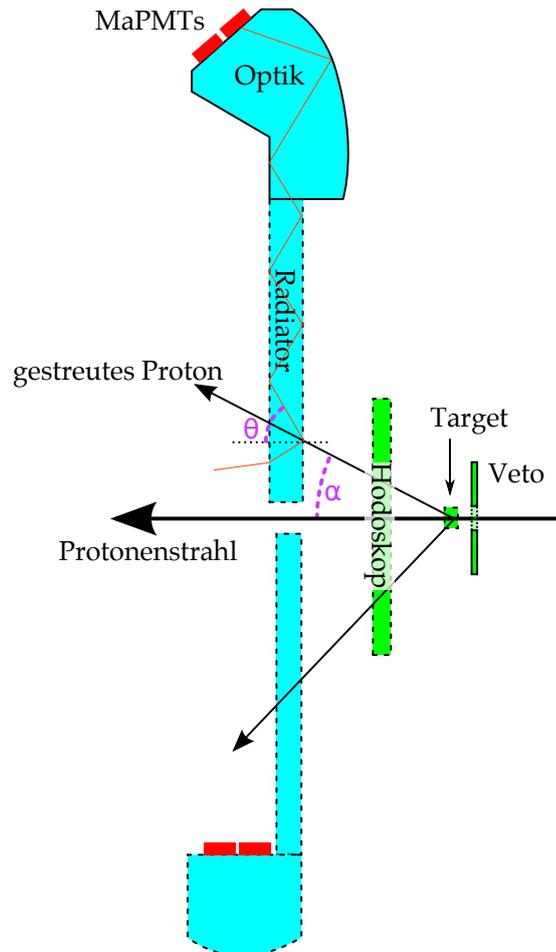


Abbildung 9.1.: Schematische Darstellung des Demonstrationsexperiments am COSY-Beschleuniger am Forschungszentrum Jülich. Das Experiment ist hinter dem externen TOF-Experiment aufgebaut. Das Veto war nur in der 2013-Strahlzeit vorhanden. Der Winkel α bezeichnet den Streuwinkel des Protons, θ den effektiven Cherenkov-Winkel.

In der 2012-Strahlzeit bestand dieses aus einem Hodoskop aus szintillierenden Fasern¹, gebildet aus vier Lagen zu je vier quadratischen Fasern mit einer Kantenlänge vom 2 mm. Die Lagen sind jeweils um 90° verdreht. In der 2013-Strahlzeit ist das Target

¹Die Funktionsweise von Faserhodoskopen wird ausführlich in [BEE⁺02] erklärt

aus acht, $2 \times 2 \times 4 \text{ mm}^2$ (LxBxH) Blöcken Szintillatormaterial aufgebaut. Die durch die geladenen Teilchen erzeugten Photonen werden über Lichtleiterfasern zu einem MaPMT geleitet. So können im Target die Strahl- sowie die gestreuten Teilchen bereits ortsauflösend nachgewiesen werden. Vor dem Target befindet sich noch ein $110 \times 110 \text{ mm}^2$ großer Vetodetektor, damit sichergestellt ist, dass keine Strahlprotonen fälschlicherweise als gestreute Teilchen identifiziert werden.

Strahlabwärts befindet sich ein weiteres Hodoskop, bestehend aus zwei um 90° zueinander verdrehten Lagen zu je 96 quadratischen 2 mm Fasern. Eine dritte um 45° verdrehte Lage aus 136 Fasern dient der Reduzierung von Doppeldeutigkeiten bei mehreren gleichzeitigen Treffern. Die insgesamt 328 Fasern werden mit Hamamatsu H6568² MaPMTs ausgelesen. Die analogen Signale der MaPMTs werden über Koax-Kabel zu den Padiwa-Boards geleitet und dort verarbeitet und anschließend mit Hilfe der TRBv3-Boards digitalisiert. Dieses Hodoskop dient zur Rekonstruktion der Spuren und damit der Winkel der gestreuten Teilchen.

Weiter vom Target entfernt befinden sich die beiden DIRC-Quadranten, oberhalb der Strahlachse der in Abbildung 9.2 gezeigte, in Erlangen gefertigte Prototyp, unterhalb der in Tübingen gefertigte. Die Detektoren lassen sich in ihrer Höhe sowie in der Position entlang der Strahlachse verschieben. Dadurch können beide Detektoren entweder hintereinander in den Strahl gebracht werden oder auf eine Position, um die gestreuten Teilchen zu detektieren. Die Fokalebene der Detektoren sind mit insgesamt 26 Hamamatsu H8500C, 112 Hamamatsu R8900-100-M16 und vier Hamamatsu R11265-100-M16 MaPMTs, sowie mit zwei Burle XP85012 MCPs bestückt. Die 3648 PMT-Kanäle wurden zur Reduktion der Elektronik jeweils paarweise in der nicht fokussierenden Ebene zusammengeführt. Die Verarbeitung der analogen Signale erfolgt direkt auf die Spannungsteiler aufgesteckte Adapter zur Zusammenführung sowie durch Padiwa-Boards. Zur Digitalisierung werden ebenfalls TRBv3-Boards verwendet.

Zur Selektion der relevanten Ereignisse werden verschiedene Trigger verwendet, die Treffer in bestimmten Bereichen des Hodoskops sowie Treffer im Target und das Veto berücksichtigen. Beispielsweise werden für gestreute Protonen ein Treffer in allen drei Lagen des Hodoskops oberhalb sowie ein Treffer unterhalb der Strahlachse, mindestens ein Treffer im Target sowie kein Treffer im Veto als Bedingung gesetzt. Der Trigger benutzt die logischen XOR-Ausgänge der Padiwa-Boards sowie Standard LeCroy Koinzidenzmodule.

²Hamamatsu H6568: Standard 16 Kanal MaPMT mit normaler Kathode. Pixelgröße $4 \times 4 \text{ mm}^2$

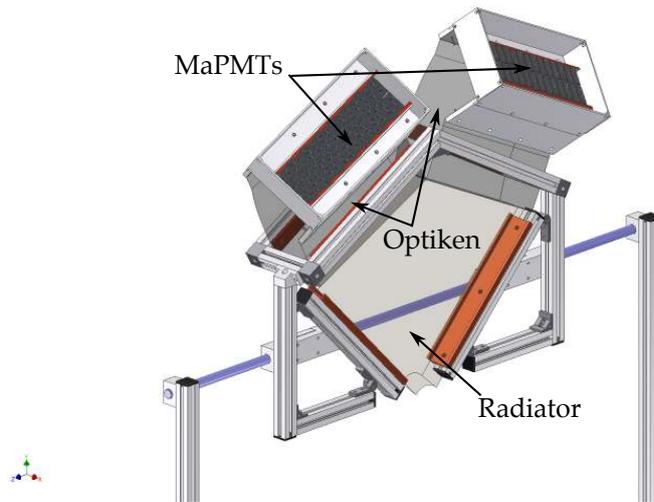


Abbildung 9.2.: CAD Zeichnung des Erlanger DIRC-Quadranten in seiner Halterung, ohne Lichtdichtbox, Elektronik und Verkabelung.

Eine Fotografie des Aufbaus ist in Abbildung 9.3 gezeigt. Weitere Fotografien des Aufbaus und einzelner Komponenten befinden sich im Anhang. In Abbildung A.2 ist eine CAD-Zeichnung zu sehen. Eine Fotografie von der anderen Blickrichtung als in Abbildung 9.3 ist in Abbildung A.3 gezeigt. In Abbildung A.4 ist eine Übersicht über die TOF-Halle, in der das Demonstrator experiment steht, gezeigt.

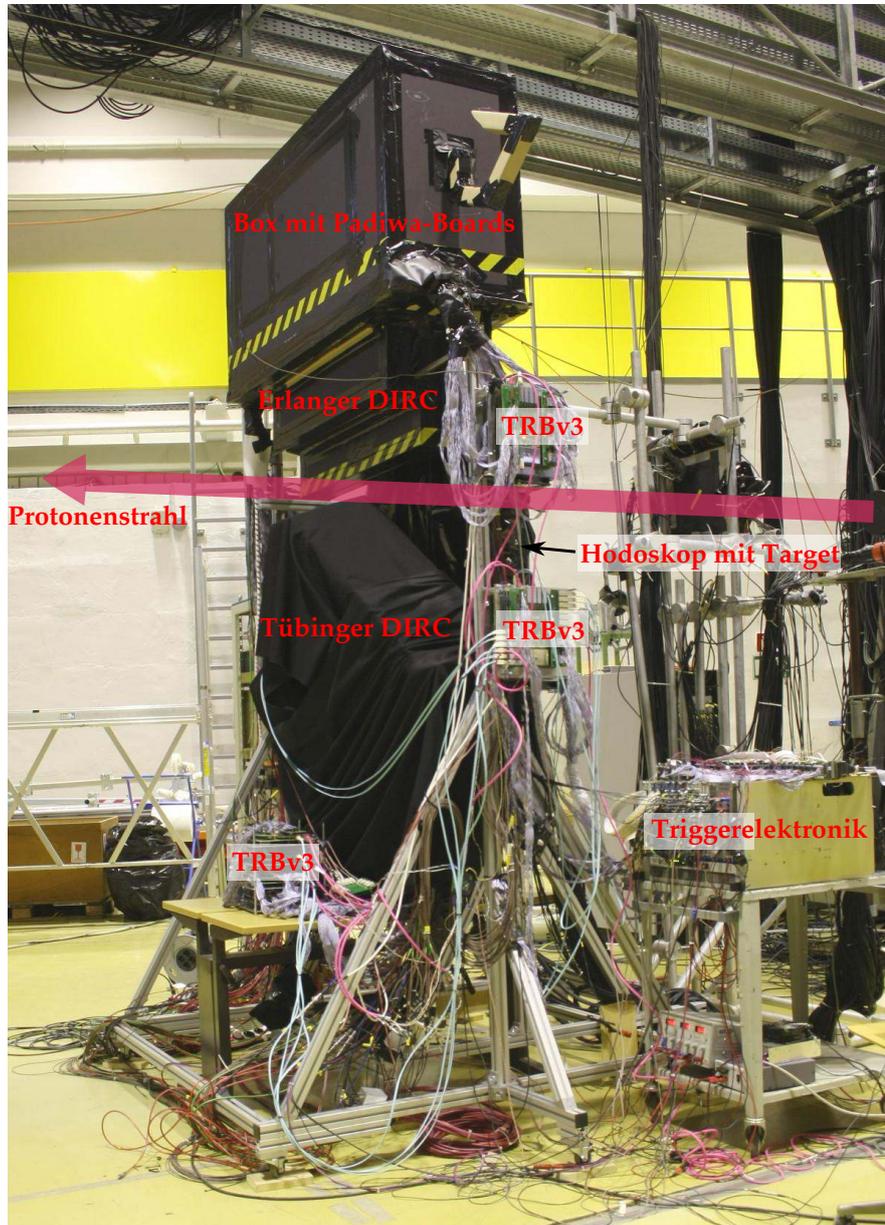


Abbildung 9.3.: Fotografie des Demonstratorsetups von 2012. Beschriftet sind die wichtigsten Bestandteile. Der Detektor steht in Position zur Messung der gestreuten Protonen.

9.2. Durchführung der Tests

Die Demonstratortests wurden im Rahmen von regulären Strahlzeiten des TOF-Experiments durchgeführt. Dadurch sind die Strahlparameter wie Energie, Fokussierung und Rate zum großen Teil vorbestimmt. Bei beiden Strahlzeiten betrug die Intensität im Maximum 10^7 Protonen pro Sekunde. Aufgrund der Eigenschaften der Extraktion des COSY-Beschleunigers erreichen diese jedoch nicht, wie idealerweise angedacht einzeln nacheinander, sondern meistens in Paketen, mit mehreren Protonen gleichzeitig, das Experiment. Dies erschwert die spätere Rekonstruktion der einzelnen Events, da trotz guter Zeitauflösung die einzelnen Protonen teilweise nicht voneinander zu trennen sind.

Der Fokus des Protonenstrahls liegt im Target des TOF-Experiments. Der Strahl weitet sich danach bis zum Demonstrator auf eine Fläche von etwa $4 \times 8 \text{ cm}^2$ (BxH) auf (wie in Kapitel 9.3.4 gezeigt). Dadurch sinkt zum einen die Rate der Streureaktionen, da nur ein Teil der Strahlprotonen das Target durchqueren. Ebenfalls nachteilig wirkt sich der große Strahldurchmesser auf die Trigger aus, da Strahlprotonen, die weit von der Strahlmitte entfernt sind, als gestreute Protonen missinterpretiert werden können.

Der Strahlimpuls in der 2012-Strahlzeit betrug $2,95 \text{ GeV}/c$, in der 2013-Strahlzeit $3,2 \text{ GeV}/c$. Durch den Strahlimpuls ist die Kinematik der elastischen Streuung vorgegeben. Aus dem Winkel der elastisch gestreuten Protonen lässt sich ihr Impuls berechnen. Daher ist es möglich, den im DIRC gemessenen mit dem durch den Streuwinkel bestimmten Impuls zu vergleichen. In Abbildung 9.4 links sind die Streuwinkel der Protonen bei $3,2 \text{ GeV}/c$ Strahlimpuls über ihren Impuls aufgetragen, rechts die Streuwinkel beider Protonen gegeneinander. In Abbildung 9.5 links sind die effektiven Cherenkov-Winkel (Cherenkov-Winkel plus Streuwinkel) im Erlanger Detektor über ihrem Impuls aufgetragen, sowie die Akzeptanz des in Abbildung 9.1 gezeigten Setups und der Optik. In Abbildung 9.5 rechts sind die effektiven Cherenkov-Winkel beider Protonen gegeneinander aufgetragen. Aufgrund der Geometrie der Optiken und der Anordnung der Detektoren können nur für einen schmalen Bereich beide Protonen detektiert werden. Bei kleinen Winkeln im oberen (Erlanger) Quadranten sind die Streuwinkel der nach unten gestreuten Protonen so groß, dass sie den unteren (Tübinger) Quadranten nicht mehr treffen. Bei großen Winkeln im oberen Quadranten wiederum werden die Cherenkov-Kegel aufgrund der limitierten Winkelakzeptanz für Photonen der Erlanger Optik von 40° bis 65° nur teilweise abgebildet.

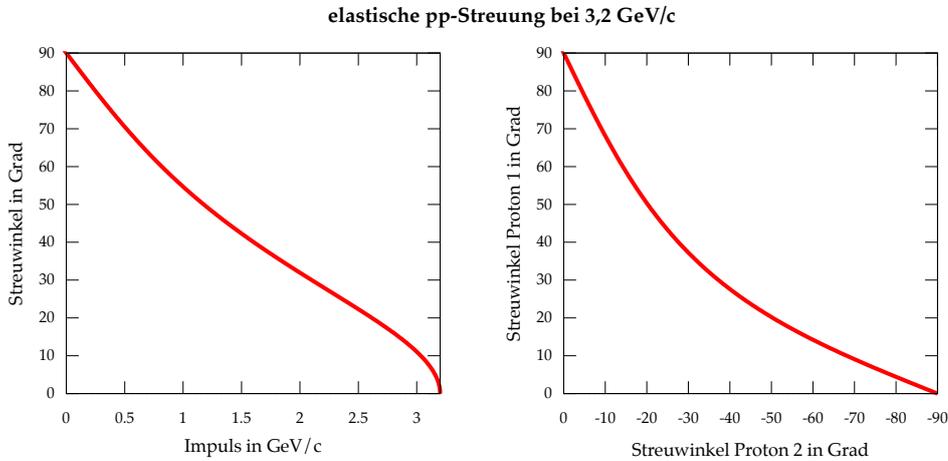


Abbildung 9.4.: Kinematik der elastischen Proton-Proton Streuung bei 3,2 GeV/c Strahlimpuls. Links: Streuwinkel zur Strahlachse im Laborsystem über den Impuls. Rechts: Streuwinkel der beiden Protonen gegeneinander. Die beiden Protonbahnen sowie die Strahlachse liegen in einer Ebene, somit ist die Verteilung rotationssymmetrisch um die Strahlachse. Nach Daten aus [Rod13].

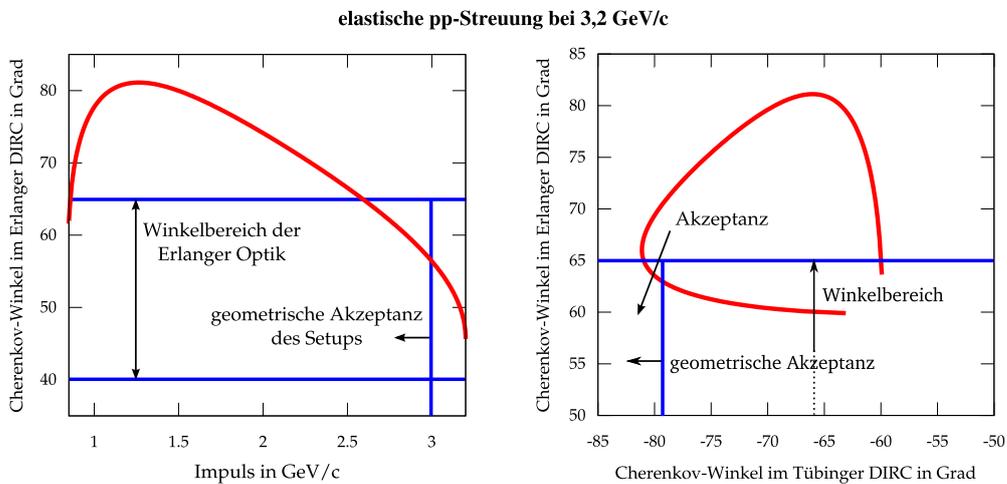


Abbildung 9.5.: Effektive Cherenkov-Winkel im Demonstrator bei 3,2 GeV/c Strahlimpuls bei einer Streuung in der Vertikalen. Links: effektiver Cherenkov-Winkel im Erlanger DIRC über dem Impuls. Rechts: effektive Cherenkov-Winkel in beiden Detektoren gegeneinander aufgetragen. Nach Daten aus [Rod13].

Neben der elastischen Proton-Proton Streuung mit einem Wirkungsquerschnitt³ von 16 mb kommt es ebenfalls zur inelastischen Streuung. Die Hauptreaktionen sind $pp \rightarrow pn\pi^+$ mit einem Wirkungsquerschnitt von 14 mb, $pp \rightarrow pn\pi^+\pi^0$ mit 4 mb sowie $pp \rightarrow pp\pi^0$ mit 3,8 mb (Wechselwirkungsquerschnitte interpoliert nach [F⁺84]). Aufgrund der mindestens drei Teilchen, von denen jedoch nur zwei geladen sind und daher im Hodoskop nachgewiesen werden, ist die Kinematik komplexer. In Abbildung 9.6 ist links der simulierte Streuwinkel des Protons aus der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ über dem Impuls gezeigt. Zu einem Streuwinkel kann nun kein bestimmter Impuls mehr zugeordnet werden. In Abbildung 9.6 rechts ist die simulierte Verteilung der Winkel in dieser Reaktion für die Protonen und Pionen gezeigt. Aufgrund der im Verhältnis zur Protonenmasse geringen Pionenmasse werden diese meist unter größeren Winkeln gestreut.

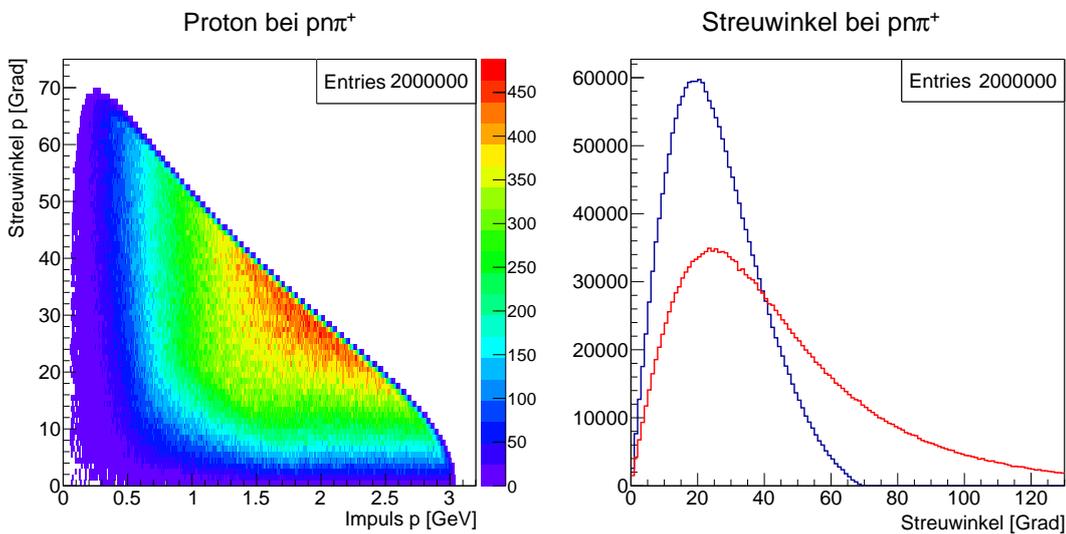


Abbildung 9.6.: Simulation der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$. Links: Streuwinkel des Protons über dem Impuls; Rechts: Verteilung der Streuwinkel des Protons in blau, des Pions in rot. Simulationen durchgeführt mittels eines Root-Skripts von Florian Hauenstein (Universität Erlangen) [Hau14].

Weiterhin können die Protonen ebenfalls am im Targetszintillatormaterial enthaltenen Kohlenstoff streuen. Das Verhältnis von Kohlenstoff- zu Wasserstoffatomen beträgt 1:1 [Kur98]. Daher ist die Streuung von Protonen am Kohlenstoff mit einem Wirkungsquerschnitt von $367 \text{ mb} \pm 9 \text{ mb}$ (davon $120 \text{ mb} \pm 15 \text{ mb}$ elastische Streuung) deutlich häufiger (Kohlenstoffwirkungsquerschnitte interpoliert nach [IFP⁺67] und [BCD⁺66]). Aufgrund

³Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Häufigkeit einer Reaktion. Die Maßeinheit ist 1 Barn ($b = 10^{-28} \text{ m}^2$).

der großen Massendifferenz verliert das Proton selbst bei großen Streuwinkeln kaum Impuls. Bei einem Streuwinkel von beispielsweise 45° beträgt die Impulsänderung $\Delta p = 172 \text{ MeV}/c$. Der Impuls des gestreuten Kohlenstoff ist selbst bei maximalem Impulsübertrag nicht ausreichend, um die Cherenkov-Schwelle bei $p = 10,1 \text{ GeV}/c$ ($E_{kin} = 3,9 \text{ GeV}$) zu überschreiten. Daher ist es bei der elastischen Proton-Kohlenstoff-Streuung nicht möglich, gleichzeitig in beiden Quadranten ein Teilchen zu beobachten. In Abbildung 9.7 ist links die simulierte Verteilung der Protonen und Kohlenstoffwinkel in der elastischen Proton-Kohlenstoff-Streuung gezeigt. Das Maximum der Verteilung liegt bei $67,9^\circ$ und damit außerhalb der Akzeptanz des Hodoskops sowie der DIRC-Quadranten. In der gleichen Abbildung rechts ist zum Vergleich der Streuwinkel der Protonen aus der elastischen Proton-Proton-Streuung aufgetragen. Das Maximum liegt hier bei $25,6^\circ$.

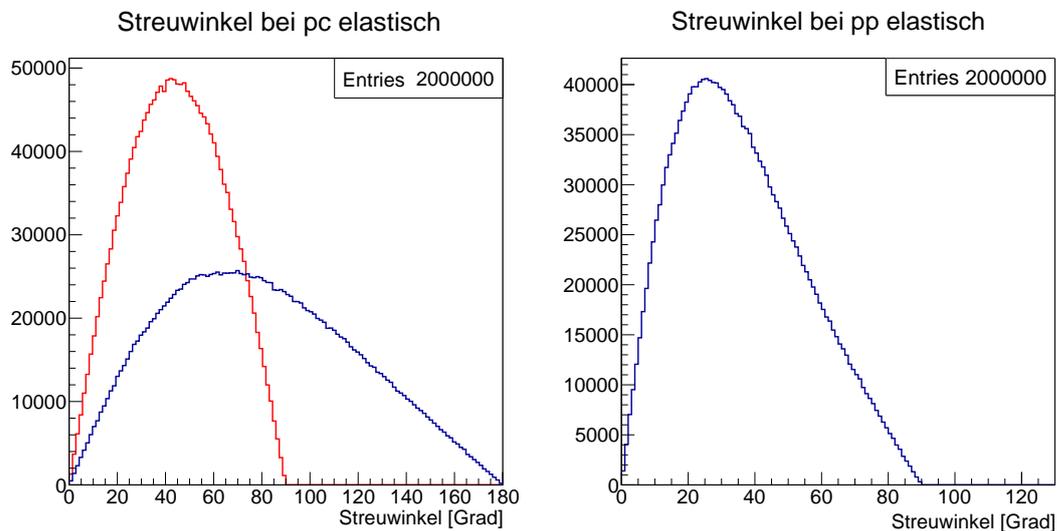


Abbildung 9.7.: Winkelverteilung der elastischen Streuung. Links: Proton-Kohlenstoff-Streuung, in blau die Winkelverteilung des gestreuten Protons, in rot die Winkelverteilung des Kohlenstoff; Rechts: Proton-Proton-Streuung, die Protonen sind nicht unterscheidbar und besitzen die gleiche Verteilung. Simulationen durchgeführt mittels eines Root-Skripts von Florian Hauenstein (Universität Erlangen) [Hau14].

Die Ergebnisse der 2013-Strahlzeit werden im nächsten Abschnitt präsentiert und diskutiert. Die 2012-Strahlzeit diente hauptsächlich dem Austesten der Elektronik sowie der einzelnen Komponenten.

9.3. Diskussion der Testergebnisse

Während der 2012-Strahlzeit waren beide DIRC-Quadranten mit einem Abstand von 4 cm von der Strahlachse positioniert. Die Idee war es, nur am Target gestreute Protonen zu detektieren. Aufgrund des großen Strahlquerschnittes trafen jedoch wesentlich mehr direkte Strahlprotonen als gestreute Protonen die Detektoren. Zusätzlich gab es mehrere Probleme mit der neu entwickelten Elektronik. Daher werden in diesem Kapitel nur die Ergebnisse der 2013-Strahlzeit vorgestellt.

9.3.1. Übersicht über die Cherenkov-Pattern bei direktem Durchschuss

Wie in Abbildung 9.8 zu sehen, wurden während der 2013-Strahlzeit die Protonen des COSY-Strahls 25,2 cm oberhalb der Unterkante in den senkrecht stehenden Radiator geschossen. Bei einer Strahlrate von ca. 1 MHz beträgt die Trefferrate in den kombinierten Pixelpaaren der MaPMTs maximal 375 kHz.

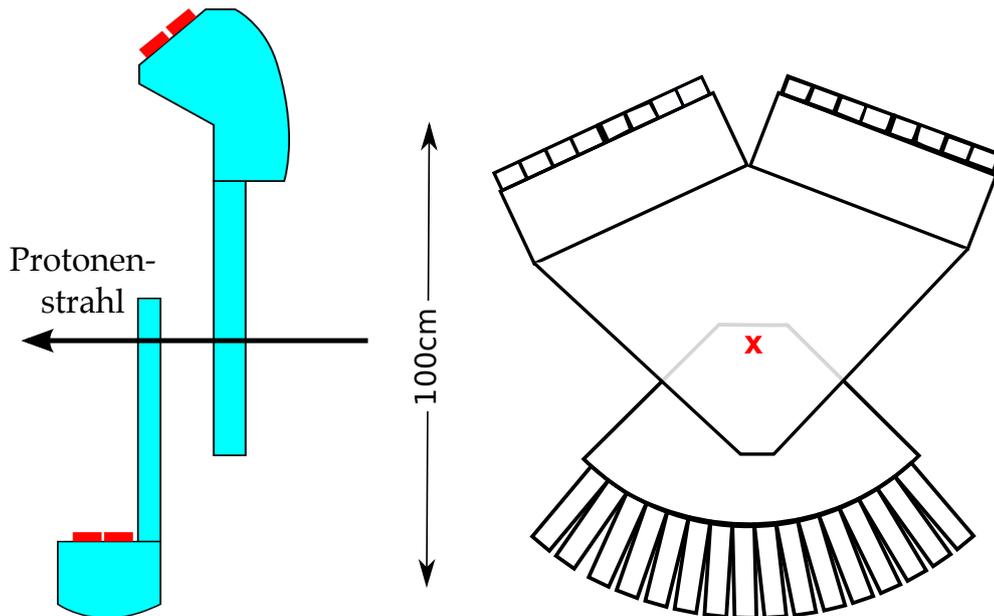


Abbildung 9.8.: Auftreffpunkt der Protonen auf die DIRC-Detektoren. Links: Seitenansicht; Rechts: Blick in Strahlrichtung.

In Abbildung 9.9 ist die Photonenvverteilung für eine Messung mit insgesamt 4,8 MEvents gezeigt. Die Distanz zwischen Einschussort und Fokalebene beträgt ca. 50 cm; unter Berücksichtigung des Cherenkov-Winkels von $45,6^\circ$ ergibt sich eine Flugstrecke der

Photonen von ca. 70 cm, je nach Lage des Photons auf der Fokalebene. Auf den jeweils 41,4 cm breiten Fokalebene wird daher nur 1/10 des Cherenkov-Kegels abgebildet. Das Pattern entspricht somit einer leicht gekrümmten Parabel. Wie erwartet ist in beiden Optiken (links: R8900-100-M16, rechts: H8500C⁴) eine solche Parabel zu sehen. Die Y-Position des Scheitels ist durch den Cherenkov-Winkel und damit die Geschwindigkeit der Protonen bestimmt. Die X-Position ist von dem Einschussort abhängig. Die Krümmung der Parabel ergibt sich aus dem Einschussort und der Geschwindigkeit. Liegt der Einschussort näher an der Fokalebene, so ist die Parabel bei gleicher Geschwindigkeit gekrümmter. Aufgrund der geschwärtzten Seiten der fokussierenden Elemente und der Radiatorplatte sind anders als in den ersten Prototypentests (vgl. Kapitel 6) keine einklappenden Flügel zu erkennen.

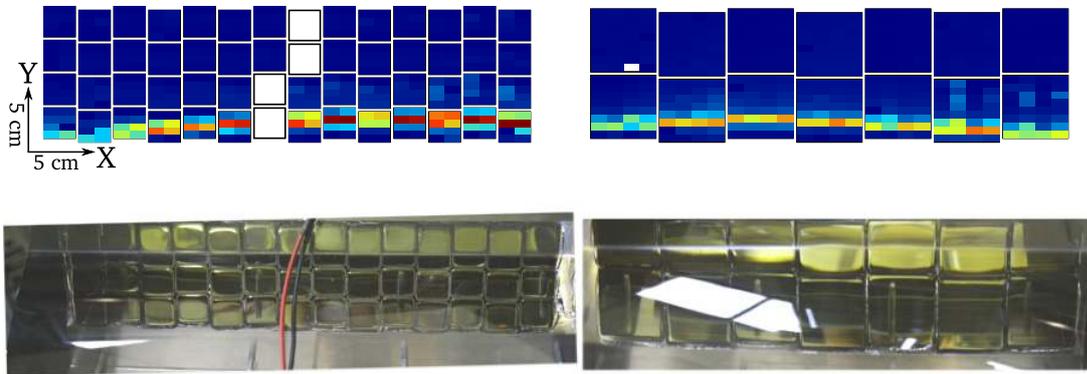


Abbildung 9.9.: Oben: Photon-Hitpattern auf der Fokalebene des Erlanger DIRC, summiert für 4,8 MEvents, im Maximum 1,2 MTreffer/Pixel. Im Anhang befindet sich eine größere Abbildung (Originalgröße) des Pattern (Abbildung A.5). Unten: Bild der MaPTM-Anordnung auf der Fokalebene, links 4x14 R8900-100-M16 MaPMTs und rechts 2x7 H8500C MaPMTs.

Um quantitative Aussagen über die Qualität des DIRC-Detektors in Hinblick auf die Auflösung zu treffen, wurde zuerst die Krümmung der Parabel und die X-Position des Scheitels für Photonen, die in einem Bereich von ± 3 mm um den Strahlmittelpunkt den Detektor getroffen haben, bestimmt. Dazu wurden, wie in Abbildung 9.10 gezeigt, senkrechte Schnitte durch das Hitpattern mit einer Gauß-Funktion gefittet, um den Schwerpunkt der Verteilung zu bestimmen.

⁴In der 2013-Strahlzeit wurden die zu Testzwecken eingebauten R11265-100-M16 PMTs und XP85012 MCP-PMTs durch H8500C PMTs ersetzt.

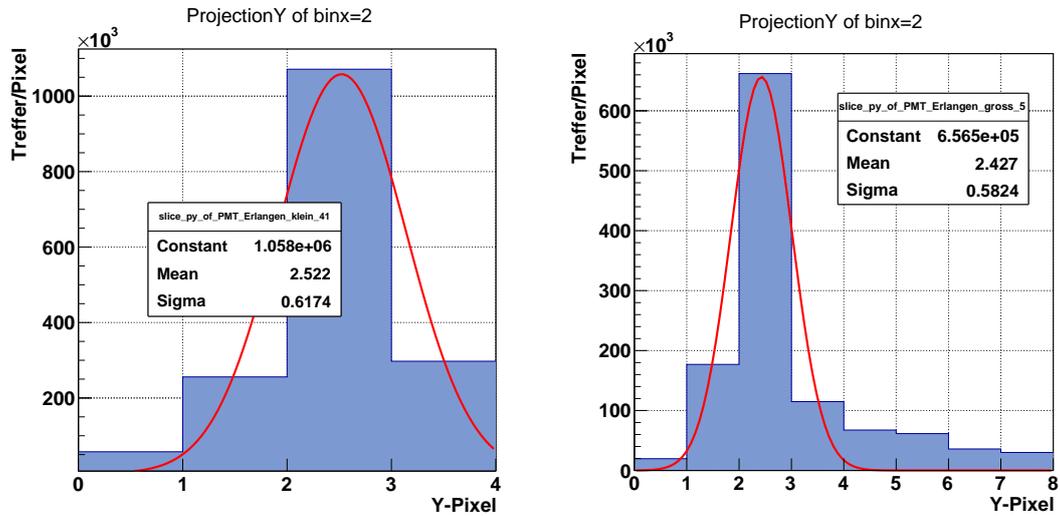


Abbildung 9.10.: Exemplarisch jeweils ein Schnitt durch das Photonen-Hitpattern für einen PMT (links: R8900-100-M16, rechts: H8500C MaPMT) mit Gaußfit zur Bestimmung des Schwerpunktes (Mean).

Die erhaltenen Schwerpunkte wurden nun, wie in Abbildung 9.11 dargestellt, über der X-Position der Spalten aufgetragen und mit einer Parabel gefittet. Die Abweichung der Y-Position (Parameter p_2) beider Seiten ist auf die eine Verkippung des rechten (mit den H8500C MaPMTs bestückten) fokussierenden Elements um $0,4^\circ$ zurückzuführen. Diese rührt daher, dass das Element nicht plan auf die Kante des Radiators geklebt ist. Die Abweichung der Krümmung (Parameter p_0) liegt im Rahmen der Genauigkeit des Fits.

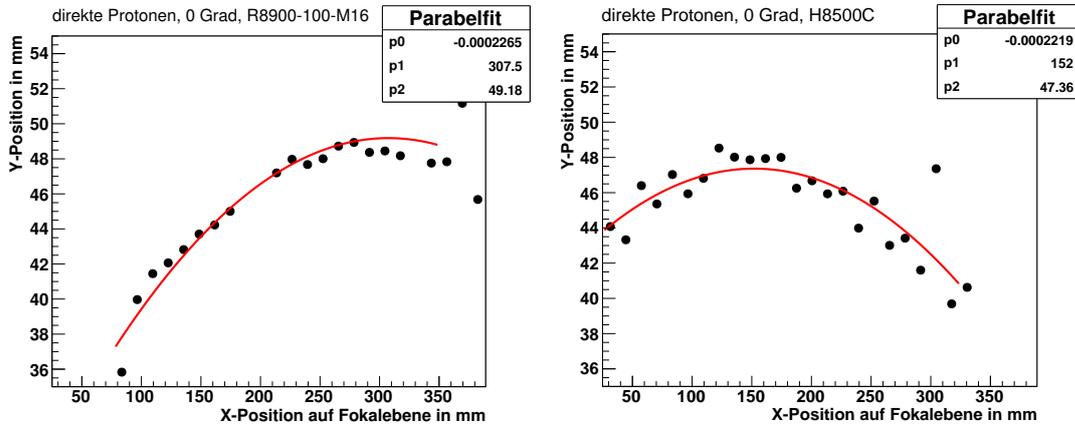


Abbildung 9.11.: Schwerpunkte der einzelnen Pixelspalten (links: R8900-100-M16, rechts: H8500C MaPMTs) mit Parabelfit zur Bestimmung der Koordinaten des Scheitelpunktes und der Krümmung der Verteilungen. Von Interesse ist die zum Cherenkov-Winkel korrelierte Y-Koordinate (Parameter p2).

Um die Auflösung zu bestimmen, wurden nun in die einzelnen Events mit mindestens zehn Photonen (mind. sechs in den R8900-100-M16 und mind. vier in den H8500C) eine Parabel mit festgelegter X-Koordinate des Scheitels und fester Krümmung gefittet. In Abbildung 9.12 sind in rot die Anzahl der detektierten Photonen/Event in einem 10 ns Zeitfenster aufgetragen. Die Verteilung setzt ab zehn Photonen ein, daher ist dieser Wert als Grenze geeignet. Bei einer geringeren Zahl geht die Aussagekraft des Fits verloren. Die X-Koordinate ist bei bekanntem Einschusspunktort festgelegt und wird daher im Fit nicht variiert. Die Krümmung ist ebenfalls hauptsächlich durch die Position des Einschusspunktes bestimmt und wird deshalb ebenfalls nicht variiert. Nach der Durchführung des Fits werden die einzelnen Treffer auf ihre Lage hin überprüft. Treffer, die mehr als ein Pixel (6 mm) von der erhaltenen Parabel abweichen, werden in einem weiteren Fitdurchlauf nicht mehr berücksichtigt. In Abbildung 9.13 sind die Hitpattern mit Fit für vier verschiedene Einzelevents gezeigt. In grau sind die nicht im Fit berücksichtigten Treffer eingezeichnet. Zu sehen ist, dass vor allem für die H8500C PMTs die Fitprozedur gute Ergebnisse liefert.

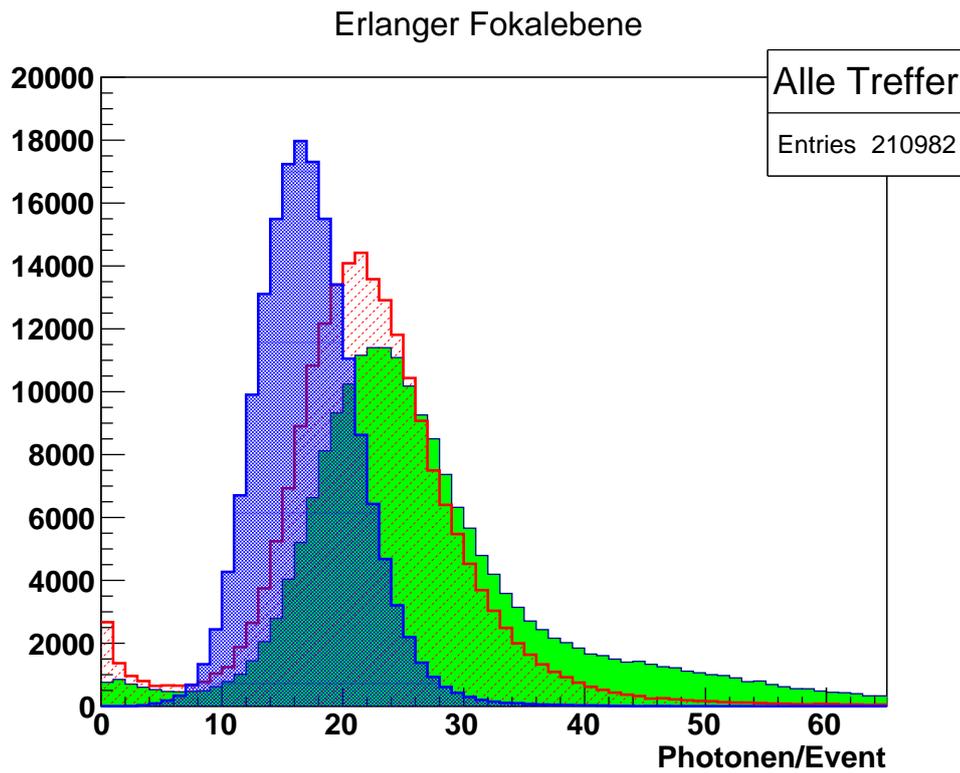


Abbildung 9.12.: Anzahl der detektierten Photonen/Event bei direktem Einschuss. In grün die Anzahl der Photonen im 1000 ns Triggerfenster, in rot die Photonen im für die Analyse genutzten 10 ns Zeitfenster, in blau die im Fit berücksichtigten Photonen.

9.3. Diskussion der Testergebnisse

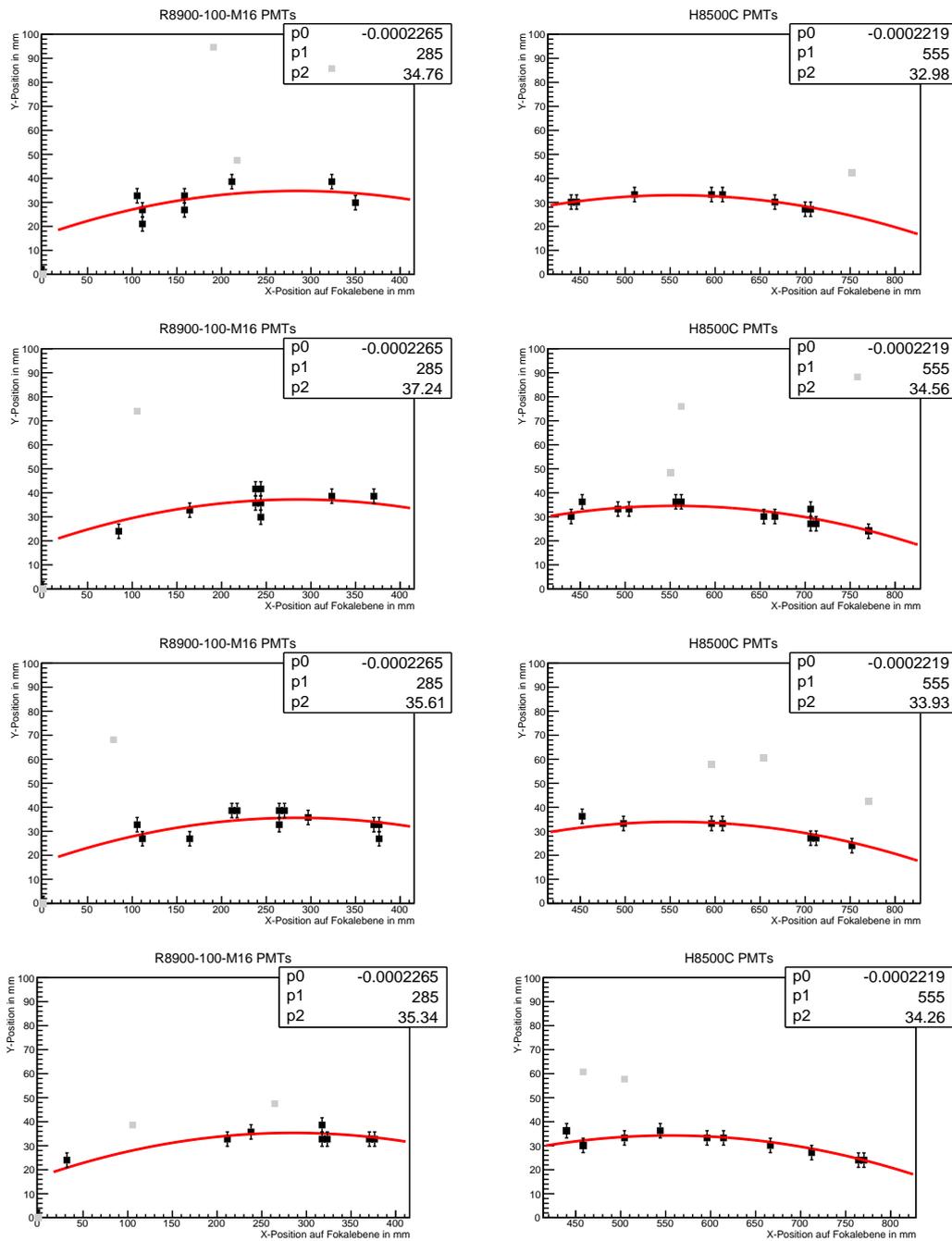


Abbildung 9.13.: Einzelevent Photonen-Hitpattern für vier nicht gestreute Strahlprotonen mit Parabelfit. In hellgrau die nicht im Fit berücksichtigten Treffer.

In Abbildung 9.14 sind nun die Mittelwerte der Y-Koordinate der Fits beider Fokalebene für alle Events eingetragen. Die Breite der Verteilung von $\sigma = 0,99$ mm entspricht einem Winkelintervall von $0,23^\circ$. Die Divergenz des Protonenstrahls, die ebenfalls zu einer Verbreiterung der Verteilung führt, ist nicht bekannt und kann daher nicht berücksichtigt werden. In Bezug auf das PANDA-Experiment, in dem der DIRC hauptsächlich zur Teilchenidentifikation, das heißt der Unterscheidung zwischen Pionen, Kaonen und Protonen, dient, beträgt das Trennungsvermögen bei einem Impuls von $3,2$ GeV/c zwischen Pionen und Kaonen $2,5\sigma$ und zwischen Kaonen und Protonen 7σ . Bei einem Impuls von 5 GeV/c würde das Trennungsvermögen zwischen Kaonen und Protonen $2,9\sigma$ betragen, bei 10 GeV/c noch $0,7\sigma$. In Tabelle 9.3.1 sind die Trennungsvermögen und Cherenkov-Winkel in einer Übersicht dargestellt. Bezugnehmend auf das WASA-Experiment bedeutet die Auflösung von $0,23^\circ$ bei dieser Energie ($2,4$ GeV) einer Auflösung von $\sigma = 150$ MeV (in β : $0,004$) für Protonen, im für WASA relevanten Energiebereich bei 800 MeV einem σ von 12 MeV (in β : $0,0025$).

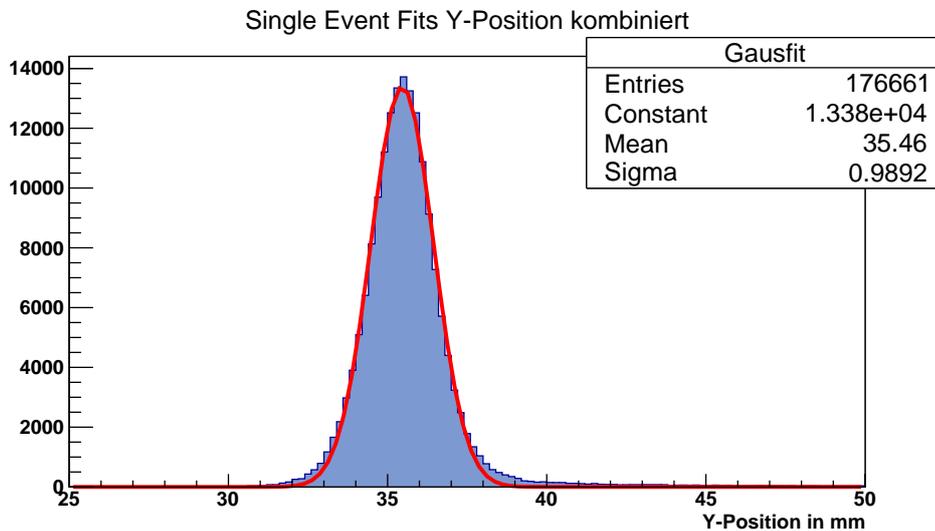


Abbildung 9.14.: Verteilung der Y-Position des Scheitels für direkte Protonen. Die Breite der Verteilung (Sigma) von $0,99$ mm entspricht einem Winkel von $0,23^\circ$ oder einem $\Delta\beta$ von $0,004$ bei einem Impuls von $3,2$ GeV/c ($\beta = 0,960$).

| Teilchen | Cherenkov-Winkel in Grad | Trennungsvermögen (in σ) gegenüber | | | | |
|----------|-----------------------------|--|------|------|------|--------|
| | | Elektron | Myon | Pion | Kaon | Proton |
| Elektron | 47,87 | - | 0,1 | 0,2 | 2,7 | 9,7 |
| Myon | 47,84 | 0,1 | - | 0,1 | 2,6 | 9,5 |
| Pion | 47,82 | 0,2 | 0,1 | - | 2,5 | 9,4 |
| Kaon | 47,25 | 2,7 | 2,6 | 2,5 | - | 7,0 |
| Proton | 45,65 | 9,7 | 9,5 | 9,4 | 7,0 | - |

Tabelle 9.1.: Cherenkov-Winkel verschiedener, für das PANDA-Experiment relevanter Teilchenarten bei einem Impuls von 3,2 GeV/c. Zusätzlich ist das Trennungsvermögen des DIRC-Demonstrators bei einer Winkelauflösung von $0,23^\circ$ angegeben. Die Identifikation von Myonen und Elektronen erfolgt im PANDA-Experiment über zusätzliche Detektoren.

Zur Bewertung der Auflösung muss ebenfalls betrachtet werden, dass der DIRC-Demonstrator nicht für den im Test verwendeten Impuls optimiert ist. Bei der für den Einsatz im WASA-Experiment vorgesehenen Kippung des Detektors um 20° und einem Winkel der Protonen zwischen 4° und $12,5^\circ$ zur Strahlachse wird ein größerer Teil des Kegels zur Fokalebene transportiert. Auch durch andere Verfahren zur Rekonstruktion des Cherenkov-Winkels, wie beispielsweise Likelihood-Methoden, bei der das Pattern mit verschiedenen simulierten Pattern verglichen wird, lassen sich vermutlich etwas bessere Ergebnisse erzielen. Nichtsdestotrotz ist die erreichte Auflösung für WASA eine Verbesserung um eine Größenordnung. Die Anzahl der detektierten Photonen/Event liegt mit im Mittel 16,7 genau im erwarteten Bereich. Hier gilt es zu berücksichtigen, dass eine Fokalebene mit MaPMT mit einer normalen Kathode bestückt ist. Durch einen Einsatz von MaPMTs mit Superkathode ließe sich die Anzahl der detektierten Photonen so um insgesamt 25 % steigern. Auch über eine genaue Anpassung der Diskriminatorschwellen ließe sich die Photonenzahl noch etwas erhöhen. Die aktuellen Werte lassen jedoch bereits eine hinreichend genaue Analyse des Pattern zu.

9.3.2. Patternposition bei verschiedenen Einstrahlwinkeln

Eine weitere Möglichkeit die Funktionalität des Detektors zu untersuchen ist es, den Einstrahlwinkel der Strahlprotonen in den Detektor zu variieren. Der Erlanger Quadrant wurde dazu in 1° Schritten gekippt. In Abbildung 9.15 sind die Hitpattern für die verschiedenen Einstrahlwinkel gezeigt. Klar erkennbar ist, dass sich das Pattern für größere Winkel wie erwartet nach oben verschiebt, da der Winkel der Cherenkov-Photonen zum Radiator nun entsprechend größer ist.

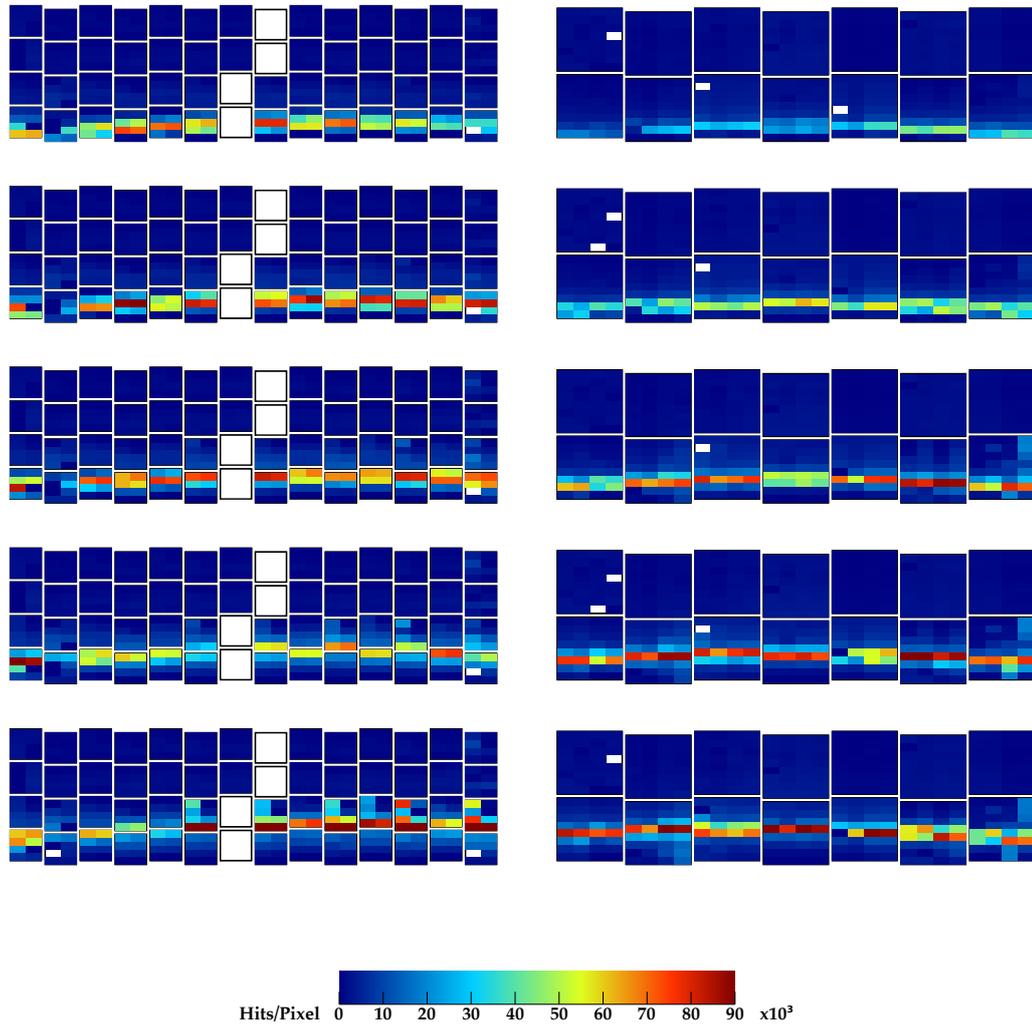


Abbildung 9.15.: Photon-Hitpattern bei Verkippung des Detektors in 1° Schritten, jeweils 500.000 Events. Von oben nach unten: 0° , 1° , 2° , 3° und 4° .

Um quantitative Aussagen über die Verschiebung zu treffen, wurden, wie in Abbildung 9.16 links gezeigt und in Abschnitt 9.3.1 bereits beschrieben, senkrechte Schnitte durch die Photonerverteilung mit einer Gaußfunktion gefittet, um deren Maximum zu bestimmen. Die Werte für alle Schnitte wurden wiederum in ein Diagramm eingetragen. In Abbildung 9.16 rechts sind die Werte für die Verkippung um 2° sowie der Parabelfit eingezeichnet. Da die Parabel direkt in Scheitelform angefittet wurde, lässt sich aus dem Parameter p1 die X-Koordinate des Scheitels, sowie aus dem Parameter p2 die Y-Koordinate des Scheitels ablesen.

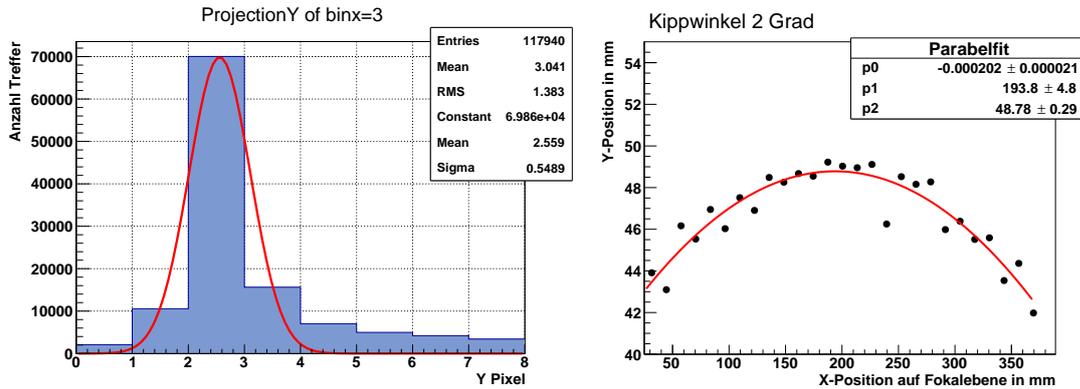


Abbildung 9.16.: Bestimmung des Scheitelpunktes der Photonenverteilung, links: einer der senkrechten Schnitte durch die Photonenverteilung und Gaußfit zur Bestimmung des Schwerpunktes; rechts: Schwerpunkte bei einer Verkippung um 2° mit Parabelfit zur Bestimmung des Scheitelpunktes. Von Interesse ist vor allem die Y-Koordinate, die mit dem maximalen Winkel der Cherenkov-Photonen korreliert ist.

Die Bestimmung des Scheitels wurde nur auf der rechten Seite des Patterns durchgeführt, da es dort nicht durch die Lücke zwischen den beiden unteren MaPMT-Reihen gestört wird. In Abbildung 9.17 ist die Y-Koordinate der Scheitelpunkte der Pattern in Abhängigkeit des Einstrahlwinkels gezeigt. Aufgrund der Geometrie der Optik erwartet man in dem relevanten Winkelbereich eine Verschiebung um 4,35 mm pro Grad.

Die aus den Daten mittels eines linearen Fits bestimmte Verschiebung beträgt im Mittel 4.9 mm pro Grad und liegt damit im erwarteten Bereich. Die Abweichung lässt sich zum einen dadurch erklären, dass die Auflösung des DIRCs begrenzt ist. Zusätzlich wurde zur Variation des Winkels die gesamte aus Aluminiumprofil konstruierte Halterung schräg gestellt und nicht der Detektor direkt. Dadurch ergeben sich geringe Unsicherheiten bei der Bestimmung des Kippwinkels.

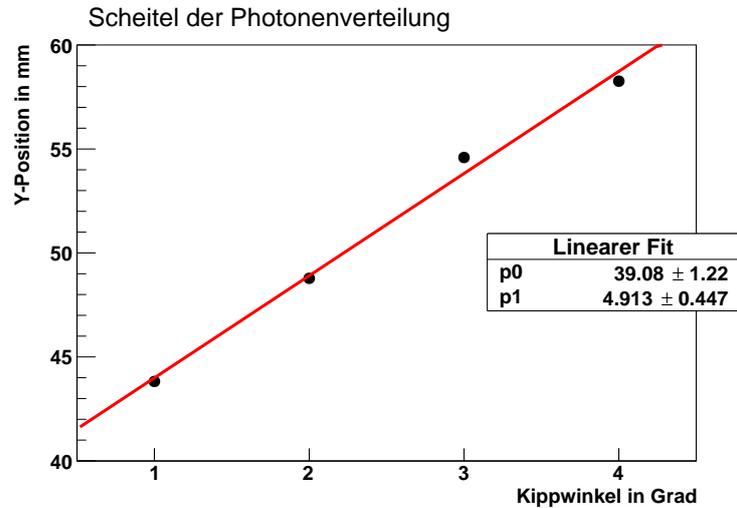


Abbildung 9.17.: Y-Koordinate des Scheitels in Abhängigkeit des Kippwinkels mit linearem Fit. Der Parameter p1 gibt die Steigung an.

9.3.3. Betrachtung der Zeitverteilung und Zeitauflösung

Die genaue Messung der Ankunftszeit der Photonen auf der Fokalebene kann einen wichtigen Beitrag zur Reduktion des Untergrundes liefern. Zum einen können so Photonen unterschiedlicher Cherenkov-Kegel voneinander separiert werden, zum anderen können, wie im PANDA DIRC vorgesehen, chromatische Effekte⁵ reduziert werden. Aufgrund fehlender Time-over-Threshold Information durch die verwendete TRBv3 Firmware ist es in den durchgeführten Messungen nicht möglich, eine bessere Zeitauflösung als 650 ps für einzelne Photonen zu erreichen. Aussagen über chromatische Effekte oder Laufzeitdifferenzen sind somit im vorliegenden Fall nicht möglich. Jedoch zeigt sich, dass die vorhandene Auflösung ausreichend ist, um zeitlich nah beieinander liegende Ereignisse zu trennen. Ein Beispiel dafür ist in Abbildung 9.18 dargestellt. Das obere Pattern zeigt alle Treffer innerhalb des 1000 ns Triggerzeitfensters. Das mittlere Pattern zeigt in grün die Photonen, die innerhalb eines 5 ns Fensters eintreffen. Zur besseren Übersicht sind im unteren Pattern nur diese Treffer eingetragen. Ein sauberer Cherenkov-Ringausschnitt des entsprechenden Events wird sichtbar. Die breite Photonverteilung des zweiten Events kann zum einen durch ein Teilchen verursacht worden sein, das beim Durchgang durch den Radiator seine Richtung stark ändert, z.B. ein Elektron oder ein langsames Pion. Bei Protonen und schnellen Pionen ist die Streuung im Radiator dagegen zu vernachlässigen. Zum anderen treffen Photonen mit großen Winkeln (nahe 90°), die von unter großen Winkeln gestreuten Teilchen stammen, direkt ohne Fokussierung auf die Fokalebene und bilden daher ebenfalls eine breite Verteilung aus.

⁵Beispielsweise ist der Cherenkov-Winkel wellenlängenabhängig

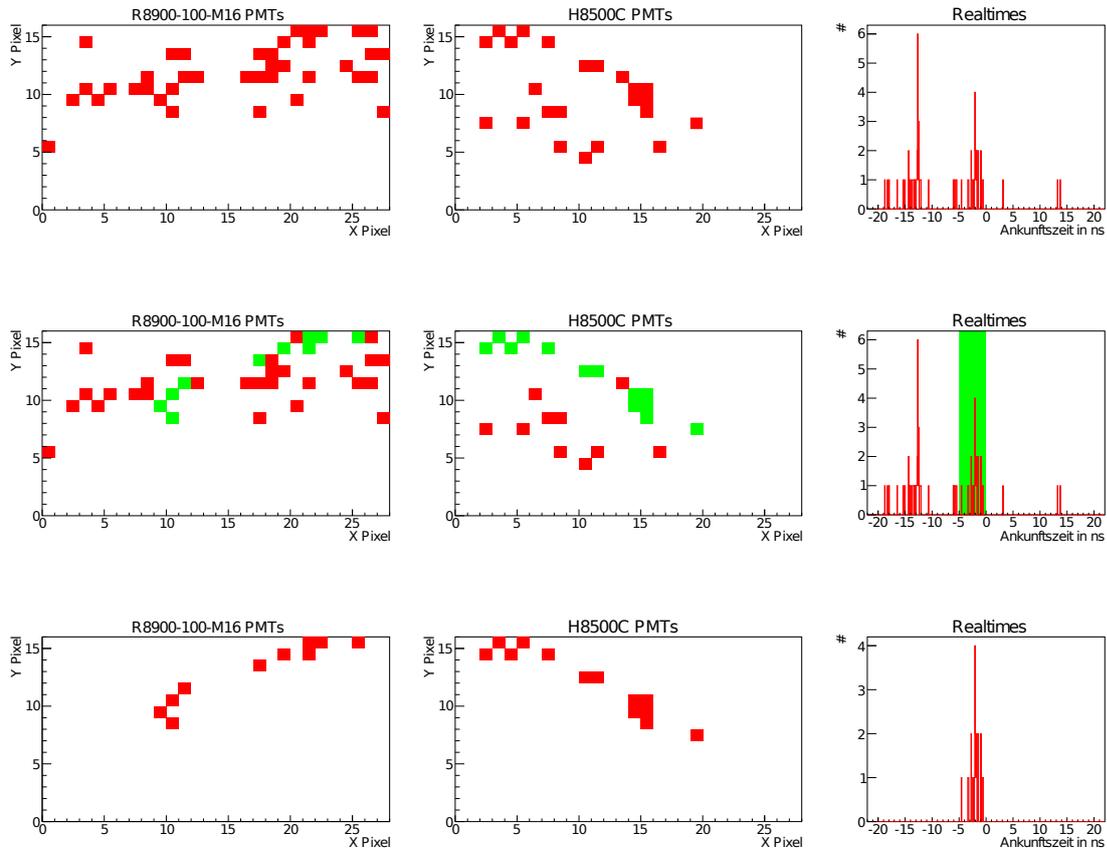


Abbildung 9.18.: Photonen-Hitpattern eines Einzelevents. Oben: alle Treffer im Triggerzeitfenster. Mitte: in grün nur Treffer in einem 5 ns Zeitfenster (im Realtime-Spektrum grün unterlegt). Unten: nur Treffer des 5 ns Zeitfensters.

9.3.4. Hodoskop-Auslese mit TRBv3 und Padiwa

Zum ersten Mal wurde im Rahmen der Strahlzeiten ein szintillierendes Faserhodoskop mit den Padiwa-Boards ausgelesen. Dies ist insbesondere auch für den geplanten Vertexdetektor am COMPASS Experiment am CERN [Bra14] interessant, da dort durch die Erlanger Gruppe ebenfalls der Einsatz der Padiwa-Boards vorgesehen ist. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse dieser Messung vorgestellt.

In Abbildung 9.19 links ist das mit dem Hodoskop aufgenommene Strahlprofil gezeigt. Es besitzt eine Größe von ca. $4 \times 8 \text{ cm}^2$ (BxH). In allen drei Lagen wurden dieselben Zählraten gemessen, bei direktem Durchschuss in jedem Event mindestens ein Treffer pro Lage. Dies spricht für eine hohe Effizienz des Hodoskops und der verwendeten Ausleseelektronik. In Abbildung 9.19 rechts sind nur die Treffer im Hodoskop eingetragen, bei denen mindestens ein Teilchen das Target passiert hat. Zu sehen ist, dass nur ein Bereich von $4 \times 4 \text{ mm}^2$, entsprechend dem Targetquerschnitt häufig getroffen wurde. Die um den Targetbereich sichtbaren Treffer rühren von gleichzeitig ankommenden Strahlteilchen, die simultan innerhalb des gesetzten Zeitfensters registriert werden. Die XY-Position des Targets lässt sich somit nicht nur durch eine direkte Messung der Position, sondern auch mit Hilfe der Messdaten bestimmen. In Abbildung 9.20 sind die Fasertreffer für zwei Einzelevents aufgetragen. Im linken Bild ist die Position des Protons durch die Überlagerung der um 90° zueinander verkippten H- und V-Lage eindeutig festgelegt. Die in blau eingezeichnete Faser der um 45° zu beiden anderen Lagen verkippten D-Lage bietet keine zusätzliche Information. In der gleichen Abbildung rechts ist ein Einzelevent gezeigt, bei dem zwei Teilchen, wie beispielsweise zwei Protonen aus einer elastischen Streuung oder zwei gleichzeitig eintreffende Strahlteilchen, das Hodoskop passieren. Zur Beseitigung der Mehrdeutigkeit ist die D-Lage zwingend notwendig.

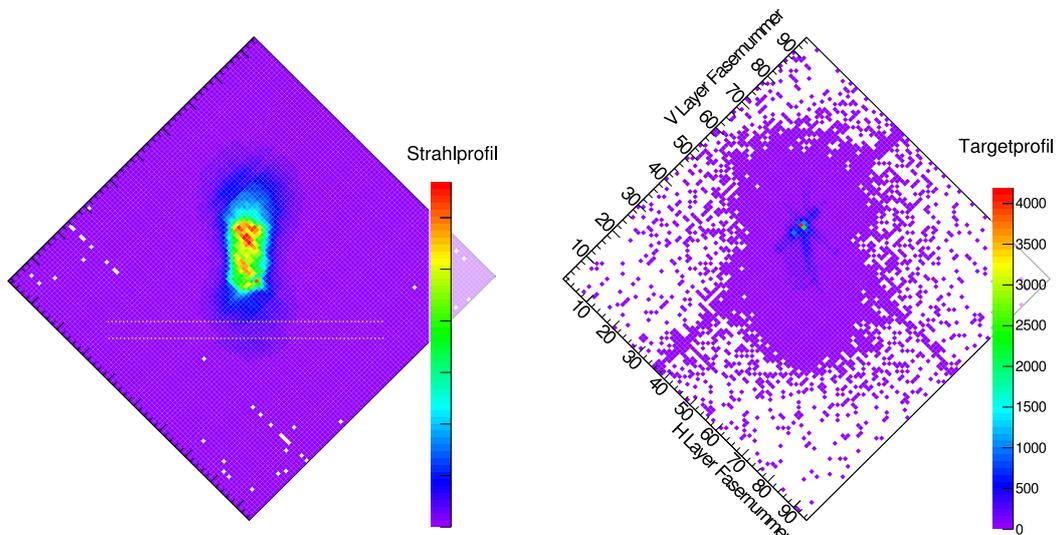


Abbildung 9.19.: Links: Strahlprofil des COSY-Strahls gemessen mit dem Hodoskop. Zwischen den gestrichelten gelben Linien ist die Abschwächung des Strahls durch den Boden der Targetplattform sichtbar. Rechts: Profil des Targets. Die Fasern sind jeweils 2 mm breit.

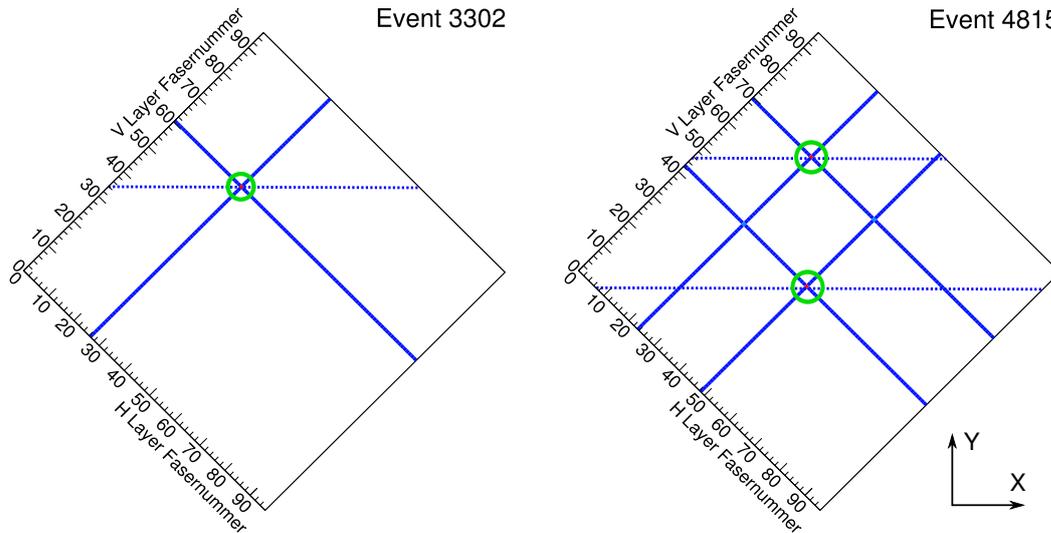


Abbildung 9.20.: Hodoskop-Hitpattern von Einzelevents; links: ein einzelnes Teilchen; rechts: zwei Teilchen gleichzeitig innerhalb eines 20 ns Zeitfensters. Die diagonalen blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der H- und V-Lage. Die punktierten, waagrechten (X-Richtung) blauen, Linien entsprechen den getroffenen Fasern der D-Lage. Grün umkreist die tatsächlich getroffenen Pixel.

Zur Bestimmung der Zeitauflösung des Hodoskops wurde die Differenz der Zeiten zweier hintereinander liegender Fasern bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.21 zu sehen. Die Varianz der Differenz beträgt 809 ps. Auf eine Faser gerechnet, beträgt die Zeitauflösung somit 570 ps. Verglichen mit anderen Messungen liegt dieser Wert etwas zu hoch, jedoch ist es durchaus möglich mit der Kombination Padiwa und TRBv3 bessere Zeitauflösungen zu messen. Für die hier vorliegende Anwendung ist dies jedoch ausreichend und deshalb wurden keine weiteren Anstrengungen für eine weitere Verbesserung unternommen.

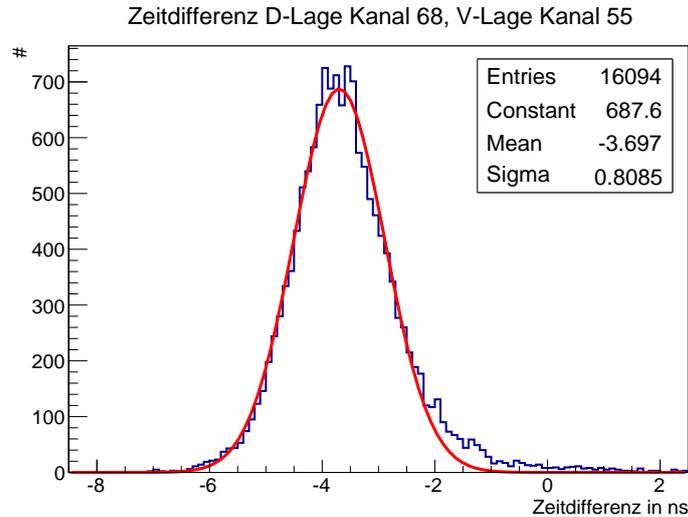


Abbildung 9.21.: Zeitdifferenz zwischen zwei Hodoskopfasern der D- und V-Lage, die Auflösung beträgt $\sigma=809$ ps.

9.3.5. Pattern gestreuter Protonen

Die Daten zu gestreuten Protonen sind mit dem Setup aus Abbildung 9.1 gewonnen. Aufgrund der hohen Strahlintensität, der großen Ausdehnung des Strahls sowie der schlechten Zeitstruktur, ist die Bedingung, in jedem der beiden Detektoren genau ein gestreutes Proton zu detektieren (zweiarmlige Events), nur für einen geringen Teil der Events erfüllt. Meistens wird nur in einem Detektor ein gestreutes Proton detektiert (einarmige Events). Im Folgenden werden einige Hitpattern vorgestellt und analysiert.

9.3.5.1. Einarmige Streueignisse

Run 131101/1909, Event 675 In Abbildung 9.22 ist das Hodoskop-Hitpattern eines Streuevents gezeigt. Aus den getroffenen Fasern H 8, V 92 und D 127 (Pixel (H8|V92|D127)) lässt sich ein Streuwinkel von $36,8^\circ (\pm 1,2^\circ)$ konstruieren. Der Fehler beruht zum einen darauf, dass die Position im Hodoskop nur auf 2 mm genau bestimmt werden kann (Faserdicke) und zum anderen auf die Unkenntnis des tatsächlichen Streupunktes im 8 mm langen Target. In Abbildung 9.23 wird das zugehörige Hitpattern auf der Fokalebene des Erlanger DIRCs gezeigt. Man erkennt einen sehr gut ausgeprägten Ringausschnitt. Die Y-Position des Patterns erhält man durch einen Parabelfit. Sie beträgt 110,0 mm ($\pm 2,0$ mm) woraus sich ein Winkel von $61,8^\circ (\pm 0,43^\circ)$ ergibt. Der

Fehler der Root-Fitroutine wurde auf den Winkel umgerechnet. Abzüglich des vertikalen Anteils des Streuwinkels von $36,6^\circ$ bedeutet dies einen Cherenkov-Winkel von $25,2^\circ$. Aus der elastischen Streuung erwartet man unter diesem Winkel ein Proton mit einem Impuls von $1,76 \text{ GeV}/c$ und somit einen Cherenkov-Winkel von $40,5^\circ$. Der gemessene Winkel weicht weit über den Rahmen der Fehler hinaus davon ab. Daher kann dieses Teilchen nicht aus einer elastischen Proton-Proton Streuung stammen.

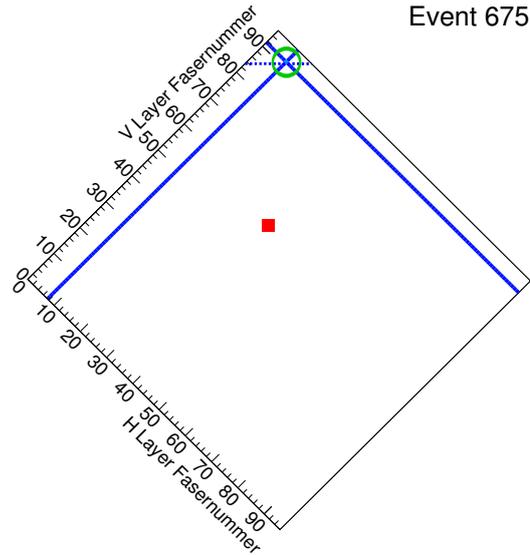


Abbildung 9.22.: Run 131101/1909, Event 675, Hodoskop Hitpattern eines Streuevents. Das rote Quadrat zeigt die Position des Targets. Die diagonalen blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der H- und V-Lage. Die punktierten, waagrecht blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der D-Lage. Grün umkreist die tatsächlich getroffenen Pixel.

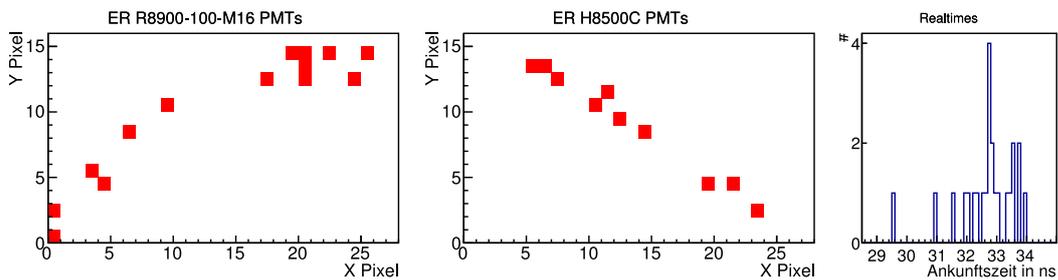


Abbildung 9.23.: Run 131101/1909, Event 675, Photonen-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Erlanger DIRC inklusive Zeitverteilung der Photonen.

Run 131101/1909, Event 3202 In Abbildung 9.24 ist das Hitpattern im Erlanger DIRC eines zweiten Streuevents mit ähnlichem Pattern gezeigt. Die Zeitverteilung zeigt neben dem Hauptmaximum weitere Einträge in dem grün markierten Bereich, der außerhalb des durch die Zweitauflösung vorgegebenen Bereichs liegt. Die Photonen im grün unterlegten Zeitbereich sind im Pattern ebenfalls in grün dargestellt. Ein enges Zeitfenster kann also nicht nur zur Trennung einzelner Events, sondern auch zur Unterdrückung von Untergrund verwendet werden. Im vorliegenden Fall werden die grün markierten Treffer deshalb eliminiert.

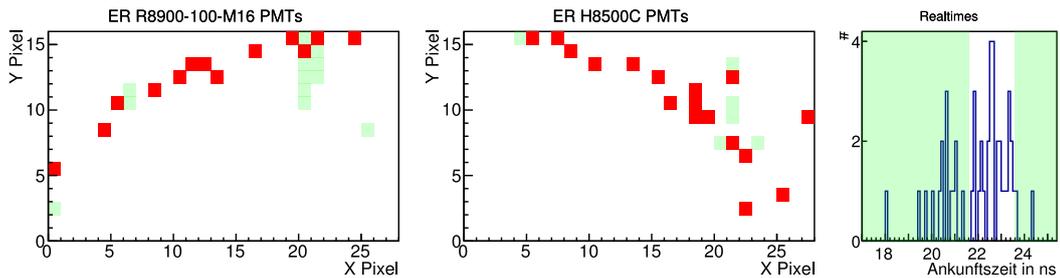


Abbildung 9.24.: Run 131101/1909, Event 3202, Photonen-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Erlanger DIRC inklusive Zeitverteilung der Photonen. In grün die Photonen, welche die MaPMTs im grün unterlegten Zeitbereich erreichen.

9.3.5.2. Zweiarmige Streueignisse

Im folgenden werden anhand von zweiarmigen Streuevents einige Details des Demonstrators, der Messung sowie der Auswertung diskutiert. Der größte Teil der Events kommt von der inelastischen Streuung. Durch die gemessenen Streu- und Cherenkov-Winkel kann auf die Geschwindigkeit der einzelnen Teilchen geschlossen werden. Unter der Annahme, dass es sich bei einem Teilchen um ein Proton handelt (Pionen besitzen selbst bei geringen Geschwindigkeiten Cherenkov-Winkel, die größer als die, bei dem vorliegendem Strahlimpuls für Protonen möglichen Cherenkov-Winkel sind) lässt sich so die Energie der Teilchen bestimmen. Durch die Energie- und Impulserhaltung ist es so möglich, die Reaktion zu analysieren. Elastisch gestreute Protonen sind durch ihre Kinematik zu erkennen. Zum einen müssen die Hodoskoptreffer und das Target auf einer Linie liegen (Koplanarität) und zum anderen müssen die gemessenen Cherenkov-Winkel mit den durch die Kinematik berechneten übereinstimmen.

Run 131101/1637, Event 1114 In Abbildung 9.25 ist das Hodoskop-Hitpattern eines komplexeren Events gezeigt. Zu sehen ist, dass trotz scharfer Zeitschnitte nicht eindeutig zwei Treffer bestimmt werden können. Nimmt man jedoch an, dass es sich um ein elastisches Streuevent handelt, kommen hier aufgrund der Koplanarität nur die Pixel (H12|V83|D118) und (H82|V1|D10) in Betracht.

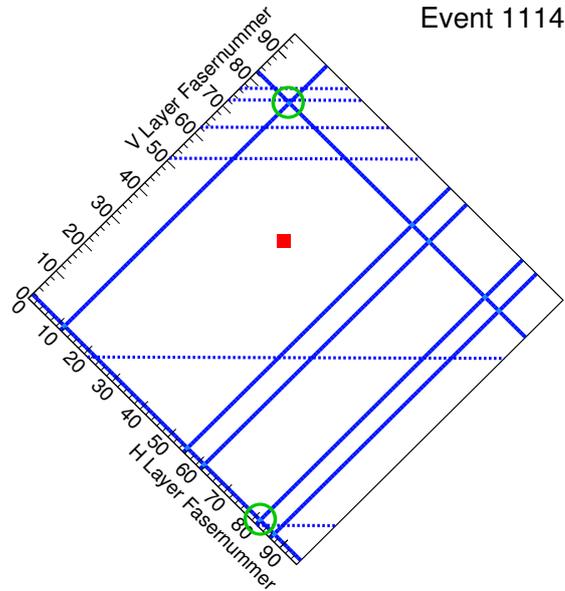


Abbildung 9.25.: Run 131101/1637, Event 1114, Hodoskop Hitpattern eines Streuevents. Das rote Quadrat zeigt die Position des Targets. Die diagonalen blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der H- und V-Lage. Die punktierten, waagrechten blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der D-Lage. Grün umkreist die tatsächlich getroffenen Pixel.

Abbildung 9.26 zeigt das Hitpattern auf der Erlanger Fokalebene. Ein Parabelfit durch das Pattern ist in Abbildung 9.27 gezeigt. Aus der Y-Position des Scheitels von 111,0 mm ($\pm 1,08$ mm) berechnet man einen effektiven Cherenkov-Winkel von $62,3^\circ$ ($\pm 0,24^\circ$). Berücksichtigt man im Fit die Treffer des gesamten Zeitfensters, erhält man einen Wert von 111,1 mm für die Y-Position des Scheitels mit einem leicht größeren Fehler von 1,11 mm. Der Winkel stimmt jedoch nicht mit der Berechnung mittels Hodoskop überein. Der Pixel (H12|V83|D118) korrespondiert zu einem Streuwinkel von $30,54^\circ$ ($\pm 1,1^\circ$). Mit dem bei Annahme von elastischer Streuung aus dem Streuwinkel berechneten Impuls von 2,08 GeV/c beträgt der effektive Cherenkov-Winkel $73,1^\circ$ und weicht weit über den Rahmen der Fehler von dem im DIRC gemessenen ab. Das zweite Pixel (82|1|10) korrespondiert zu einem Streuwinkel von $50,4^\circ$ ($\pm 1,3^\circ$) und weicht ebenfalls vom aus der Kinematik der elastischen Streuung erwarteten Winkel von $36,8^\circ$ ab. In Abbildung 9.28

ist das Hitpattern des Tübinger Detektors gezeigt. Aufgrund des großen Streuwinkels von $50,4^\circ$ trifft das Proton den Radiator knapp oberhalb des fokussierenden Elements. Daher sind nur wenige Elemente ausgeleuchtet. Der Ringausschnitt wird durch Reflexionen an den Rändern der Elemente über ihren gesamten Bereich verteilt. Es sind in diesem Event also Spuren von zwei Teichen aus einer inelastischen Streuung zu sehen. Der Versatz des Pattern im Erlanger Detektor in Richtung der R8900-100-M16 PMTs und im Tübinger Pattern in die entgegengesetzte Richtung ist im Hodoskop jedoch nicht so stark erkennbar.

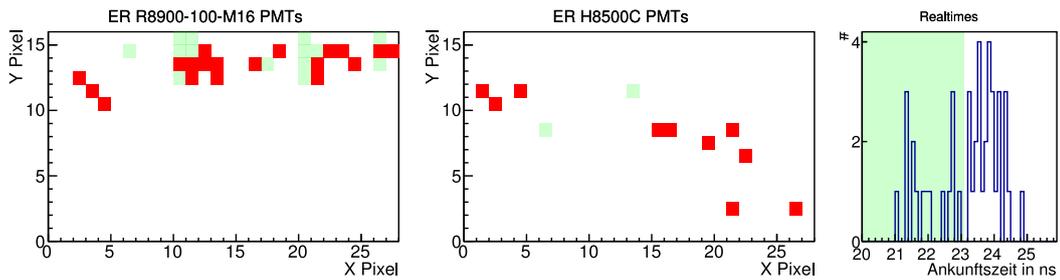


Abbildung 9.26.: Run 131101/1637, Event 1114, Photonen-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Erlanger DIRC inklusive Zeitverteilung der Photonen. Die im grün unterlegten Zeitbereich angekommenen Photonen sind im Pattern ebenfalls grün eingetragen und werden durch einen entsprechenden Zeitschnitt eliminiert.

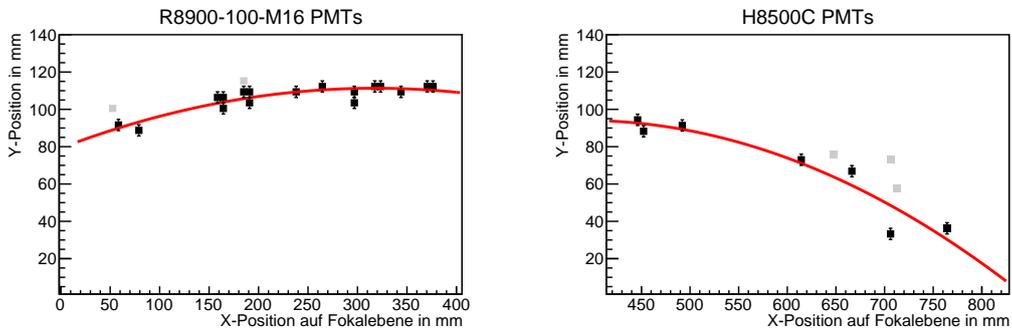


Abbildung 9.27.: Run 131101/1637, Event 1114, Parabelfit durch das Photon-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Erlanger DIRC.

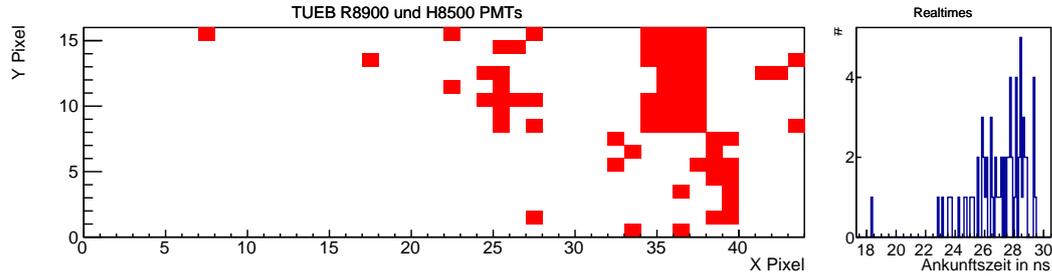


Abbildung 9.28.: Run 131101/1637, Event 1114, Photonen-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Tübinger DIRC inklusive Zeitverteilung der Photonen.

Run 131101/1909, Event 151275 Das Hodoskop-Hitpattern eines weiteren Events ist in Abbildung 9.29 gezeigt. Getroffen sind die Pixel (H10|V88|D116) und (H93|V45|D36). Das erste Pixel korrespondiert zu einem Streuwinkel von $34,0^\circ (\pm 1,2^\circ)$.

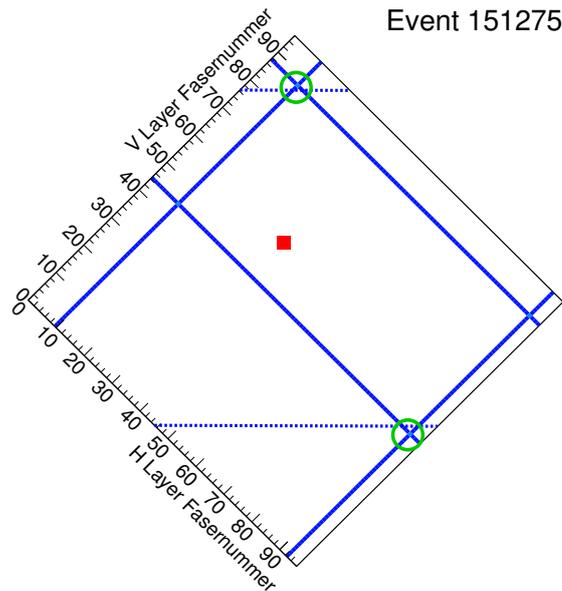


Abbildung 9.29.: Run 131101/1909, Event 151275, Hodoskop Hitpattern eines Streuevents. Das rote Quadrat zeigt die Position des Targets. Die diagonalen blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der H- und V-Lage. Die punktierten, waagrecht blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der D-Lage. Grün umkreist die tatsächlich getroffenen Pixel.

In Abbildung 9.30 ist das Hitpattern dieses Teilchens sowie die Zeitverteilung der Photonen gezeigt. Aus dem in Abbildung 9.31 gezeigten Parabelfit errechnet sich ein effektiver Cherenkov-Winkel von $62,7^\circ (\pm 0,5^\circ)$. Das für den zweiten Pixel verantwortliche Teilchen trifft aufgrund der großen Streuung in X-Richtung keinen der DIRCs. Bei diesem Event handelt es sich wieder um eine inelastische Streuung. Die elastische Streuung wird durch die fehlende Koplanarität ausgeschlossen. Zusätzlich beträgt bei einem Streuwinkel von $34,0^\circ (\pm 1,2^\circ)$ der aus der Kinematik berechnete effektive Cherenkov-Winkel $75,4^\circ$ (Impuls $p = 1,89 \text{ GeV}/c$) und weicht damit weit von dem gemessenen ab. Die fehlende Energie wurde auf ein drittes (oder mehr) Teilchen übertragen, dass aufgrund seiner fehlenden Ladung und/oder seines großen Streuwinkels nicht im Hodoskop detektiert wurde.

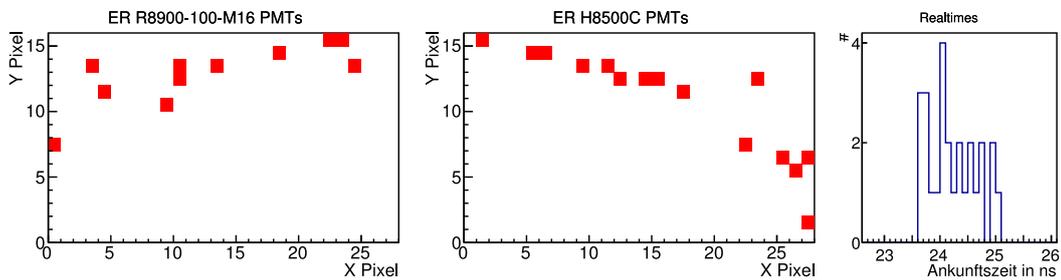


Abbildung 9.30.: Run 131101/1909, Event 151275, Photonen-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Erlanger DIRC inklusive Zeitverteilung der Photonen.

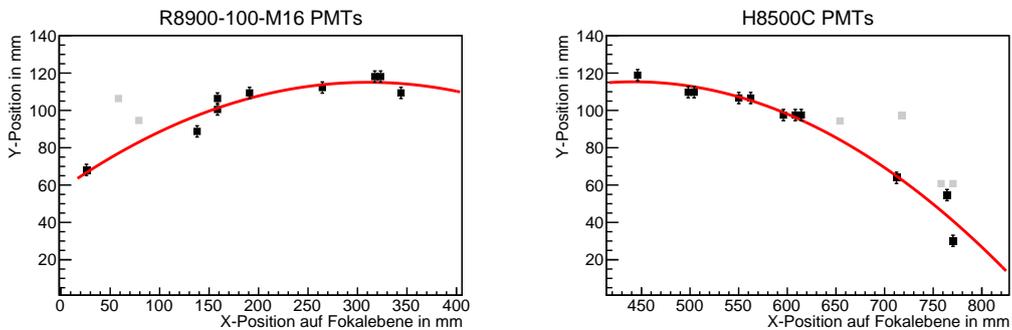


Abbildung 9.31.: Run 131101/1909, Event 151275, Parabelfit durch das Photon-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Erlanger DIRC.

Run 131101/1909, Event 319487 Das in Abbildung 9.32 gezeigte Hodoskop-Hitpattern erfüllt wiederum nicht die Koplanarität. Das Pixel (H15|V83|D116) korrespondiert zu einem Streuwinkel von $29,1^\circ (\pm 1,1^\circ)$, das zweite Pixel (H92|V2|D8) zu einem Streuwinkel von $51,4^\circ (\pm 2,0^\circ)$.

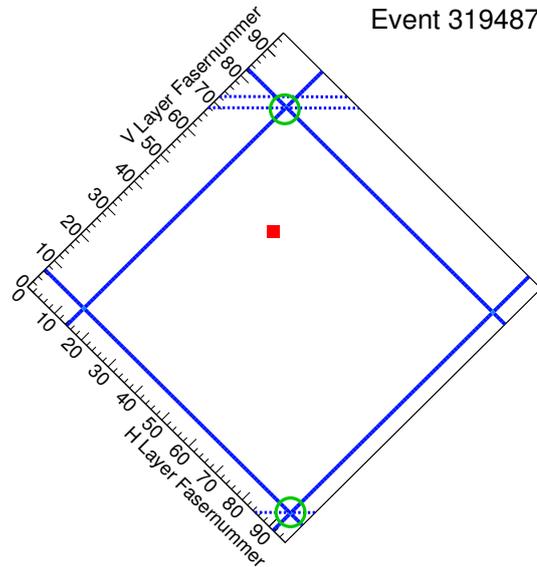


Abbildung 9.32.: Run 131101/1909, Event 319487, Hodoskop Hitpattern eines Streuevents. Das rote Quadrat zeigt die Position des Targets. Die diagonalen blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der H- und V-Lage. Die punktierten, waagrecht blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der D-Lage. Grün umkreist die tatsächlich getroffenen Pixel.

Aus dem in Abbildung 9.33 gezeigte Hitpattern im Erlanger-DIRC wird über den in Abbildung 9.34 dargestellten Parabelfit ein effektiver Cherenkov-Winkel von $60,5^\circ (\pm 0,34^\circ)$ extrahiert. Für dieses Pattern ist also wieder eine inelastische Streuung verantwortlich, da bei einem elastischen pp-Streuevent ein effektiver Cherenkov-Winkel von $72,0^\circ$ sowie für das zweite Proton einen Streuwinkel von $38,1^\circ$ erwarten werden würde.

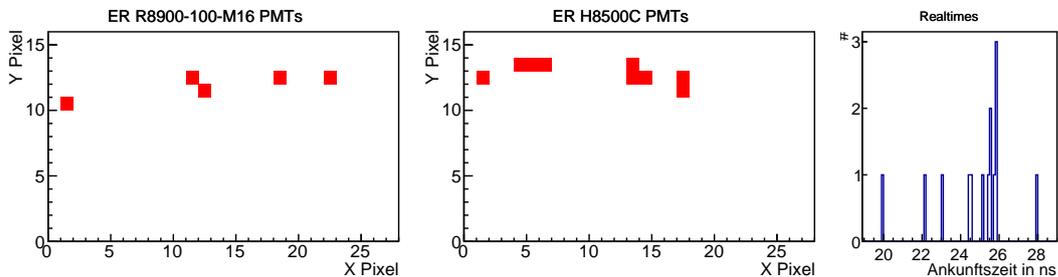


Abbildung 9.33.: Run 131101/1909, Event 319487, Photonen-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Erlanger DIRC inklusive Zeitverteilung der Photonen.

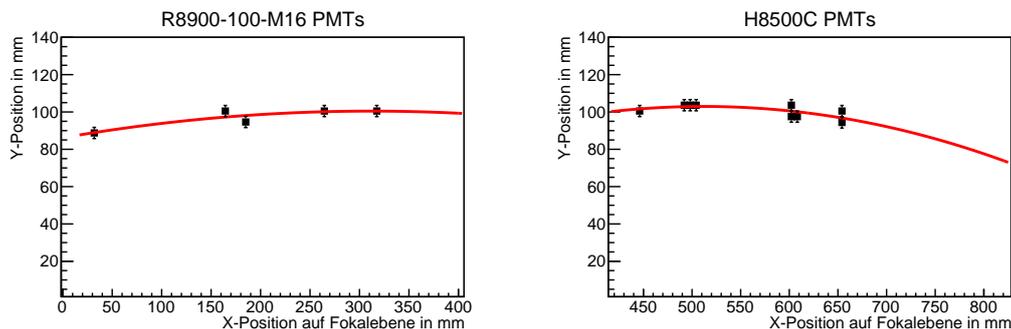


Abbildung 9.34.: Run 131101/1909, Event 319487, Parabelfit durch das Photon-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Erlanger DIRC.

Run 131101/1909, Event 348787 Das in Abbildung 9.35 gezeigte Hodoskop-Hitpattern deutet auf zwei Treffer hin, von denen einer jedoch nur durch die H- und V-Lage, und nicht durch die D-Lage bestimmt wird. Der Pixel (H25|V70|D98) korrespondiert zu einem Streuwinkel von $15,85^\circ (\pm 0,9^\circ)$.

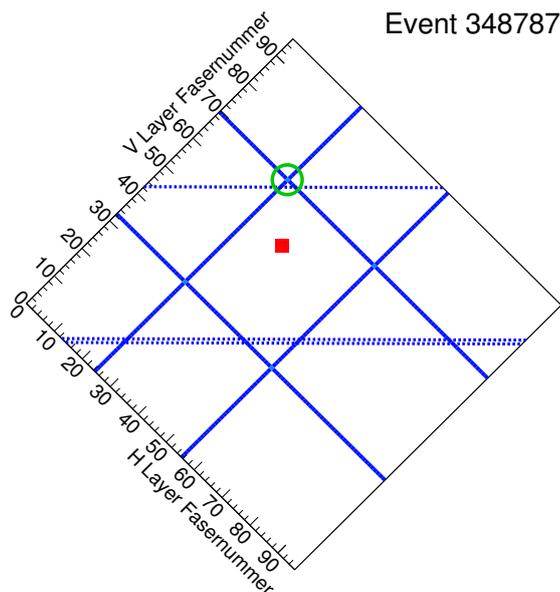


Abbildung 9.35.: Run 131101/1909, Event 348787, Hodoskop Hitpattern eines Streuevents. Das rote Quadrat zeigt die Position des Targets. Die diagonalen blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der H- und V-Lage. Die punktierten, waagrechten blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der D-Lage. Grün umkreist die tatsächlich getroffenen Pixel.

In Abbildung 9.36 ist das Hitpattern auf der Erlanger Fokalebene sowie die Zeitverteilung der Photonen zu sehen. Aus dem Parabelfit aus Abbildung 9.37 ergibt sich ein effektiver Cherenkov-Winkel von $61,31^\circ (\pm 0,34^\circ)$. Der aus der Kinematik folgende Impuls von 2,81 GeV führt zu einem effektiven Cherenkov-Winkel von $60,85^\circ$. Im Rahmen der Fehler stimmt dieser Wert mit dem aus der elastischen pp-Streuung berechneten überein. Das zweite Proton müsste unter einem Winkel von $57,1^\circ$ gestreut sein und liegt daher außerhalb der Akzeptanz des Hodoskops sowie des Tübinger DIRCs und ist somit nicht sichtbar. Dieses Event lässt sich somit durch die elastische pp-Streuung erklären.

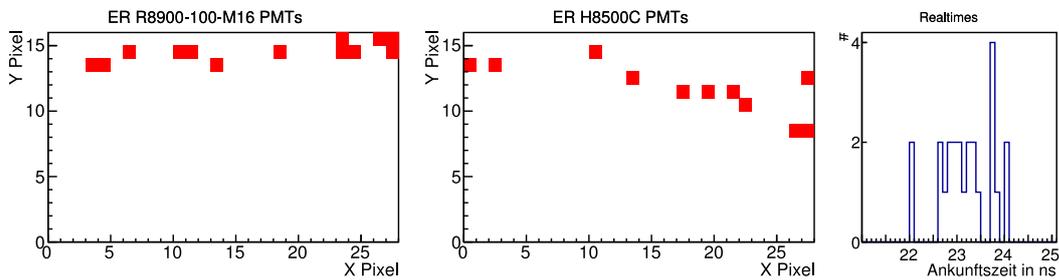


Abbildung 9.36.: Run 131101/1909, Event 348787, Photonen-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Erlanger DIRC inklusive der Zeitverteilung der Photonen.

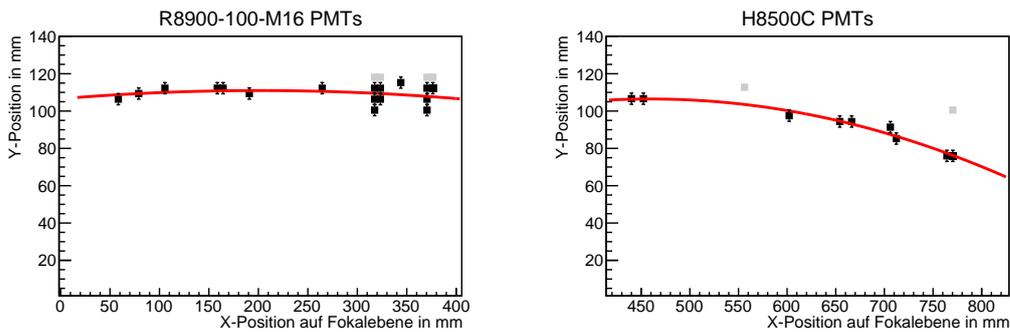


Abbildung 9.37.: Run 131101/1909, Event 348787, Parabelfit durch das Photon-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Erlanger DIRC.

Run 131101/1909, Event 372324 Das Hodoskop-Hitpattern eines Events, das in beiden DIRCs ein Pattern hinterlässt, ist in Abbildung 9.38 gezeigt. Das Pixel (H15|V82|D114) korrespondiert zu einem Streuwinkel von $28,6^\circ (\pm 1,1^\circ)$. Der bei elastischer pp-Streuung erwartete Streuwinkel des zweiten Protons beträgt dabei $38,9^\circ$. Das zweite Pixel (H72|V17|D30) korrespondiert zu einem Streuwinkel von $41,96^\circ (\pm 1,2^\circ)$ und stimmt im Rahmen der Fehler überein. Ebenfalls ist die Koplanarität der Treffer gegeben.

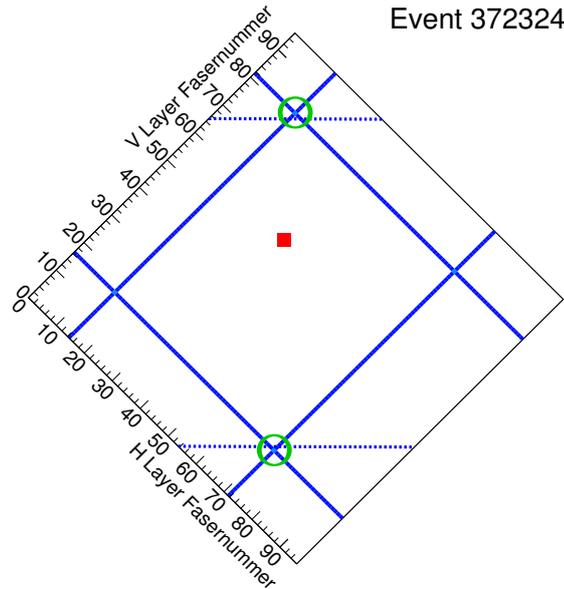


Abbildung 9.38.: Run 131101/1909, Event 372324, Hodoskop Hitpattern eines Streuevents. Das rote Quadrat zeigt die Position des Targets. Die diagonalen blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der H- und V-Lage. Die punktierten, waagrecht blauen Linien entsprechen den getroffenen Fasern der D-Lage. Grün umkreist die tatsächlich getroffenen Pixel.

Jedoch führt das in Abbildung 9.39 gezeigte Hitpattern auf der Erlanger Fokalenene über den in Abbildung 9.40 gezeigten Fit zu einem effektiven Cherenkov-Winkel von $62,3^\circ (\pm 0,24^\circ)$, wesentlich kleiner als der bei elastischer pp-Streuung erwartete effektive Cherenkov-Winkel $71,5^\circ$. Das in Abbildung 9.41 gezeigte Hitpattern auf der Fokalebene des Tübinger DIRCs deutet auf einen effektiven Cherenkov-Winkel $\geq 85^\circ$ hin. Erwartet aus der elastischen Streuung wäre ein Winkel von $81,5^\circ$. Eine Erklärung hierfür ist, dass es sich bei diesem Teilchen um ein π^+ oder ein π^- handelt, das selbst bei geringen Impulsen aufgrund seiner geringen Masse einen Cherenkov-Winkel nahe des Maximums von $47,9^\circ$ besitzt (vgl. Abbildung 2.2 links). Da die Auflösung des DIRCs für Pionen jedoch sehr gering ist, lässt sich keine genaue Aussage über den Impuls des Pions treffen. Eine inelastische Streuung, die im Ausgangskanal ein geladenes Pion sowie ein Proton enthält, ist für dieses Event verantwortlich.

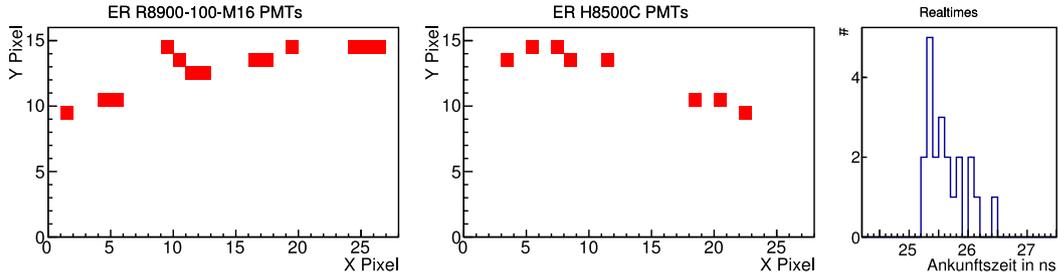


Abbildung 9.39.: Run 131101/1909, Event 372324, Photonen-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Erlanger DIRC inklusive Zeitverteilung der Photonen.

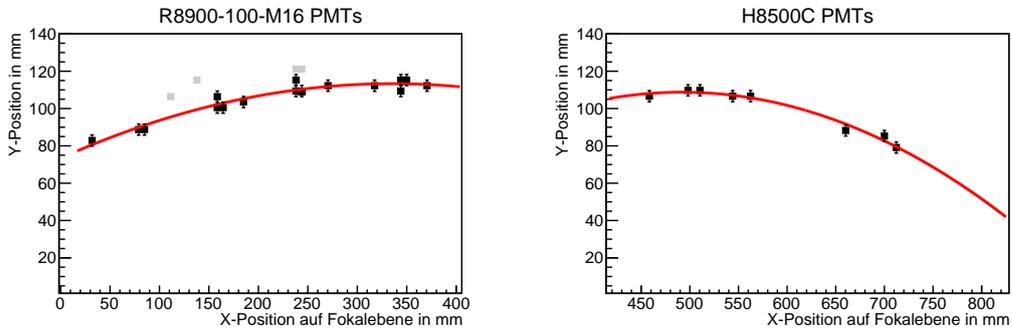


Abbildung 9.40.: Run 131101/1909, Event 372324, Parabelfit durch das Photon-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Erlanger DIRC.

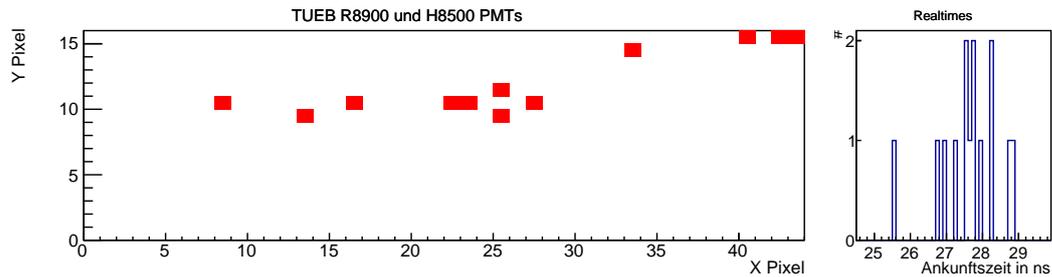


Abbildung 9.41.: Run 131101/1909, Event 372324, Photonen-Hitpattern eines Streuevents auf der Fokalebene des Tübinger DIRC inklusive Zeitverteilung der Photonen.

9.4. Zusammenfassung der Ergebnisse der Demonstratortests und Vergleich mit Simulationen

Wie erwartet, sind Cherenkov-Ringe in den Einzelevent-Hitpattern und in den aufsummierten Hitpattern zu sehen. Die Lage des Hitpattern entspricht im Rahmen der Messgenauigkeit der Vorhersage. Es konnte gezeigt werden, dass für ungestreute Protonen mit 3,2 GeV/c Impuls eine Winkelauflösung von $0,23^\circ$ (entspricht einer Auflösung in β von 0,004) erreicht wird, sowie dass im Mittel 16 Photonen pro Event im Erlanger DIRC detektiert werden. Trotz der ungünstigen Strahlparameter konnten gestreute Events detektiert werden und einzelne von ihnen untersucht werden. Die Genauigkeit der Rekonstruktion der Cherenkov-Winkel für diese Events liegt im gleichen Rahmen wie die der direkten. Mit den Padiwa- und TRBv3-Boards konnten große Mengen Daten in ausreichender Qualität aufgenommen werden. Im Vergleich zu den ersten Prototypentests konnte die breite Verteilung der Photonen im Pattern, vor allem durch die verbesserte Optik, auf ein schmales Band reduziert werden.

Es wurden bisher keine Simulationen für das zuletzt verwendete Setup durchgeführt. Die bisherigen, in [FDKZ12] beschriebenen Simulationen, beziehen sich auf den im ersten Prototypentest verwendeten Detektor und beinhalten eine Kippung des Detektors um 20° , wodurch ein größerer Ausschnitt des Cherenkov-Kegels zur Fokalebene transportiert wird, sowie reflektierende Seitenflächen, die zu einer Erhöhung der Photonenzahl beitragen. Die Qualität und Genauigkeit der Oberfläche des Radiators und der Optik, sowie die Abweichung der Pixelpositionen aufgrund von Toleranzen in der Fertigung der MaPMTs, sind nicht enthalten. Daher lassen sich die Ergebnisse nicht direkt vergleichen. Die dort simulierte theoretisch mögliche Auflösung in β von ca. 0,002 wird, wie erwartet, nicht erreicht. Die verbesserte Optik des Demonstrators führt aufgrund der Pixelgröße sowie der Anzahl der Photonen nur zu einer geringfügig besseren Auflösung. Der schmalere Kegelausschnitt mit einer geringeren Krümmung erschwert jedoch die Extraktion der Y-Koordinate des Scheitels. Die Anzahl der gemessenen Photonen entspricht in etwa der Hälfte der Simulation. Dies lässt sich leicht durch die geschwärtzten Seitenflächen sowie durch den kleineren Kegelausschnitt erklären. Der Demonstrator zeigt jedoch unabhängig von den Simulationen eine exzellente Performance, aufgrund der man ihn direkt in das WASA-Experiment integrieren könnte. Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse nochmals kurz bewertet und ein Ausblick auf die Zukunft gegeben.

10. Bewertung der Ergebnisse und weitere Entwicklungen

WIE im vorherigen Kapitel beschrieben, arbeitet der Demonstrator und die einzelnen Komponenten wie erwartet. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse bewertet und eine Übersicht über weitere Entwicklungen sowie die Zukunft des WASA-DIRC Projektes gegeben.

10.1. Bewertung der Ergebnisse

Der Demonstrator ist der erste, bisher konstruierte und funktionsfähige DIRC-Detektor, bei dem das Cherenkov-Licht bis zur Detektion nicht das Radiormaterial verlässt (außer an Klebestellen und dem Glasfenster der MaPMTs). Auch wurde erstmals die Eignung von PMMA als Radiator- und Optikumaterial gezeigt; die optischen Eigenschaften, Transmission, Reflexionsgrad und Konformität der Abbildung sind ausreichend um eine hinreichende Winkelauflösung von $\sigma = 0.23^\circ$ zu erreichen. Für das WASA-Experiment bedeutet dies eine Verbesserung der Energieauflösung für schnelle Protonen um mehr als eine Größenordnung sowie ein Trennungsvermögen zwischen Protonen und Pionen von $> 37 \sigma$ (bei $E_{kin} = 900 \text{ MeV}$). Die Teststrahlzeiten sowie die Untersuchungen der einzelnen Komponenten führten zu einem besseren Verständnis des Materials im Hinblick auf die Photonenausbeute. Durch die Ergebnisse können nun in Simulationen realistische, experimentell geprüfte Werte für den Verlust der Photonen durch Absorption, Aufstreuung und Detektionseffizienz angenommen werden. Im Vergleich zu den ursprünglichen Simulationen liegt die tatsächlich gemessene Anzahl an Photonen pro Event um bis zu einem Faktor zwei niedriger. Dies erklärt sich aus einer Reihe von ungenauen Annahmen und ist weitestgehend verstanden. Es besteht die Möglichkeit, die vorhandenen Messdaten nun auch mit anderen Auswertungsmethoden zu untersuchen und sie mit den Simulationsprogrammen zu vergleichen, welche für die PANDA-DIRCs verwendet werden, um ihre Konsistenz und Zuverlässigkeit zu überprüfen.

Auch im Bereich der Elektronik konnten durch die Demonstrator-Tests große Fortschritte erzielt werden. Es steht nun ein leistungsstarkes, aber günstiges FrontEnd-Board zur Verfügung, das in vielen weiteren Testmessungen im Bereich des PANDA-DIRCs, aber auch für andere Experimente verwendet wird. Da das verwendete Setup mit zehn TRBv3-Boards und ca. 2400 aktiven Kanälen das größte bisher eingesetzte ist, konnten im Rahmen der beiden Demonstrator-Strahlzeiten ebenfalls viele Bugs und Limitationen in der TRBv3-Firmware gefunden und größtenteils bereits beseitigt werden. Größere Probleme seien hier erwähnt: die ursprüngliche Firmware war beispielsweise nicht in der Lage, Events mit mehr als 500 Hits/TRBv3-Board aufzuzeichnen. Das Triggerwindow-Feature, mit dem sich die zu übertragende Datenrate erheblich reduzieren lässt, konnte bei überlaufendem Coarse-Counter nach $10,24\ \mu\text{s}$ nicht zwischen verschiedenen Events unterscheiden. Dies führte zur Implementation des Epoch-Counters und somit einer Erweiterung des dynamischen Bereichs auf 48 Minuten. Die kurzen MaPMT-Signale konnten nur mit einer Effizienz von 30% detektiert werden. In der 2012 Strahlzeit wurde als kurzfristige Lösung ein Stretcher in die Padiwa-Firmware implementiert, der die Signale um 8 ns verlängert. Die aktuelle TRBv3-Firmware ist in der Lage, Signale mit 150 ps Länge mit einer Effizienz von 100% zu detektieren [Tra13]. Von diesen Verbesserungen profitiert eine große Anzahl zukünftiger Experimente.

10.2. Weitere Entwicklungen

Der im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführte DIRC-Demonstrator-Test hat auch Einfluss auf weitere Projekte, die nicht im direkten Zusammenhang mit dem PANDA-Experiment stehen. Im folgenden werden zwei Entwicklungen beschrieben, die das Padiwa-Board als Grundlage benutzen.

10.2.1. Padiwa Amps

Im Rahmen der Arbeit wurde die Entwicklung des Padiwa Amps, eines auf dem Padiwa basierenden neuen Boards angestoßen, mit dem es möglich ist, neben der Zeitinformation auch eine Information über die Ladung des Signals zu erhalten. Dazu wurde über ein RC-Glied ein Charge-to-Width-Konverter (Ladung zu Breite) implementiert. Über das TRBv3-Board lassen sich so nicht nur die Ankunftszeit, sondern auch die Ladung des Signals messen. Eine erste Version für den Einsatz am HADES¹-Kalorimeter mit einer Ladungsauflösung von 5 ps ist bereits erfolgreich getestet worden [Ros14]. Eine Version für Einzelphotonensignale, die bei einer Verstärkung des Detektors von 10^6 eine Ladung von 160 fC besitzen, ist in Arbeit. Verwendet man zur Korrektur des Time-Walks die Ladung anstelle der TOT, erwartet man eine bessere Zeitauflösung.

¹Das High Acceptance DiElectron Spectrometer ist ein Detektor zur Untersuchung von Schwerionenkollisionen an der GSI [HADES09]

10.2.2. COMPASS Vertexdetektor

Wie bereits in Kapitel 9.3.4 erwähnt, wird der neue Vertexdetektor am COMPASS-Experiment am CERN ein weiterer Einsatzort für die Padiwa-Boards werden. Dort werden bis zu 15 MHz geladene Teilchen pro Kanal erwartet. Um die Tauglichkeit der Boards zu überprüfen, wurde ein Hochratentest am senkrechten Strahlplatz des Erlanger Tandembeschleunigers [Sch08] gefahren. Protonen mit einer Energie von 8,6 MeV wurden auf ein Hodoskop, bestehend aus 16 runden, szintillierenden Fasern mit je 1 mm Durchmesser, geschossen, dass mit einem R11265-100-M16 MaPMT mit einer speziellen Booster-Basis² ausgelesen wurde. Die Protonenrate betrug etwa 15 MHz/Faser. Das MaPMT-Ausgangssignal wurde gesplittet und direkt auf ein Oszilloskop gegeben, sowie mittels Padiwa-Board diskriminiert. In Abbildung 10.1 ist ein Oszilloskop-Screenshot dargestellt. Zu erkennen sind im blauen Analogsignal zwei, im zeitlichen Abstand von 10 ns eintreffende Protonen. Im roten LVDS-Differenzsignal des Padiwa-Boards sind ebenfalls beide Protonen klar erkennbar. Auch bei einer Rate von 15 MHz arbeitet das Padiwa-Board wie erwartet. Die Anstiegs- und Abfallzeit des Signals von 3 ns ist auf die lange Flachbandkabelänge (5,25 m) sowie die geringe Bandbreite des Oszilloskops von 200 MHz zurückzuführen. Weitere Messungen zeigten ebenfalls, dass alle Protonen detektiert werden. Das Padiwa-Board ist somit für den Einsatz im Vertexdetektor qualifiziert.

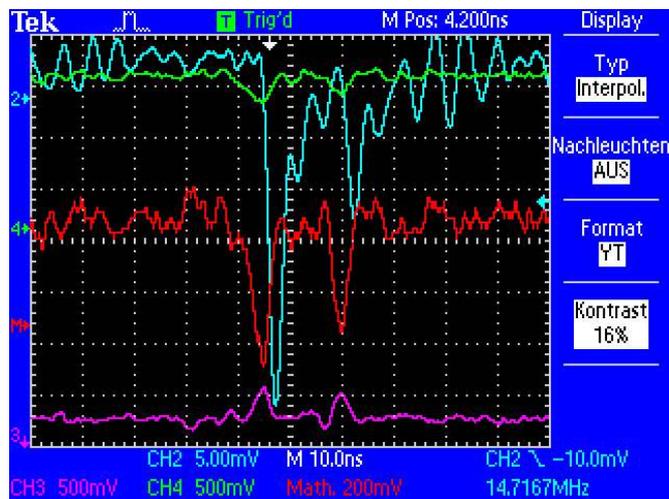


Abbildung 10.1.: Oszilloskop-Screenshot von MaPMT-Analogsignal und Padiwa-Signal im Hochratentest am Erlanger Tandembeschleuniger. Blau: Analogsignal; Grün: positives Padiwa-LVDS-Signal; Pink: negatives Padiwa-LVDS-Signal; Rot: LVDS-Differenzsignal.

²Booster-Basen sind querstromstabilisierte Spannungsteiler, die bei hohen Photonenraten (>1 MHz) eine gleichbleibende Verstärkung garantieren

10.3. Zukunft des WASA-DIRC Projektes

Aufgrund der Änderung des WASA-Physikprogramms sowie dem Ende der Physikexperimente an COSY ist der Einbau des DIRCs in den WASA-Detektor in naher Zukunft nicht mehr vorgesehen. Eine kurzfristige Verwendung wird der Erlanger Detektor im Rahmen einer Testmessung zur Antiproton-Polarisation am CERN Ende 2014 finden. Er soll dazu dienen, Antiprotonen und Pionen bei einem Impuls von 3,5 GeV/c zu separieren. Aufgrund der gemessenen Auflösung von $\sigma = 0,23^\circ$ erwartet man bei einer Differenz der Cherenkov-Winkel von $1,8^\circ$ ein Separationsvermögen von $7,8 \sigma$. In mittlerer Zukunft könnte der DIRC in den WASA-Detektor integriert werden, falls dieser an einem anderen Teilchenbeschleuniger wieder in Betrieb genommen wird, beispielsweise wie im Moment diskutiert am MAMI³.

³Mainzer Mikrotron, Elektronenbeschleuniger an der Universität Mainz [Wal03]

A. Anhang

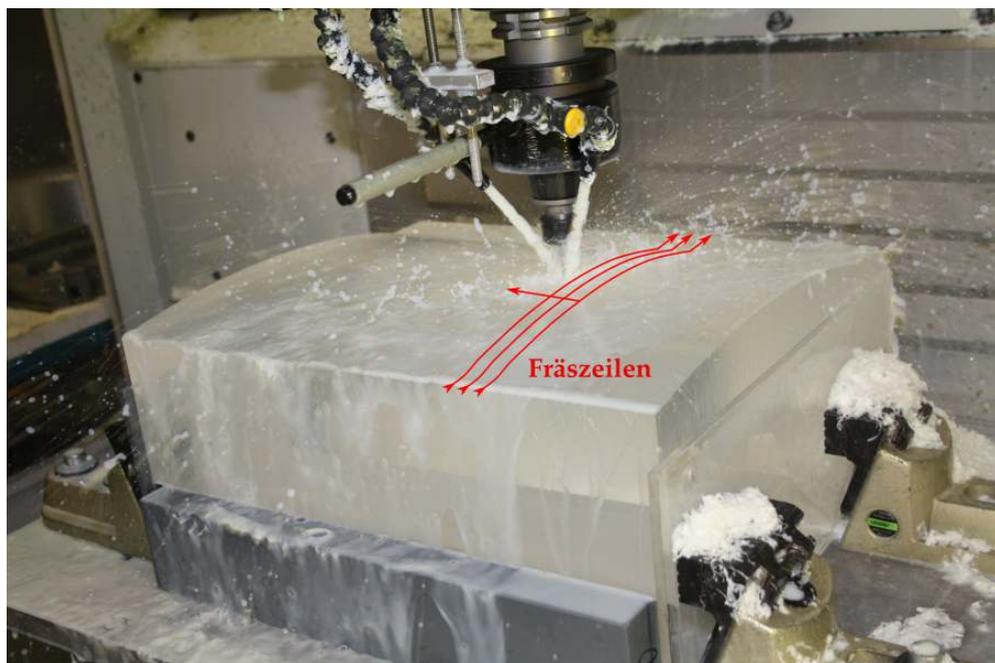
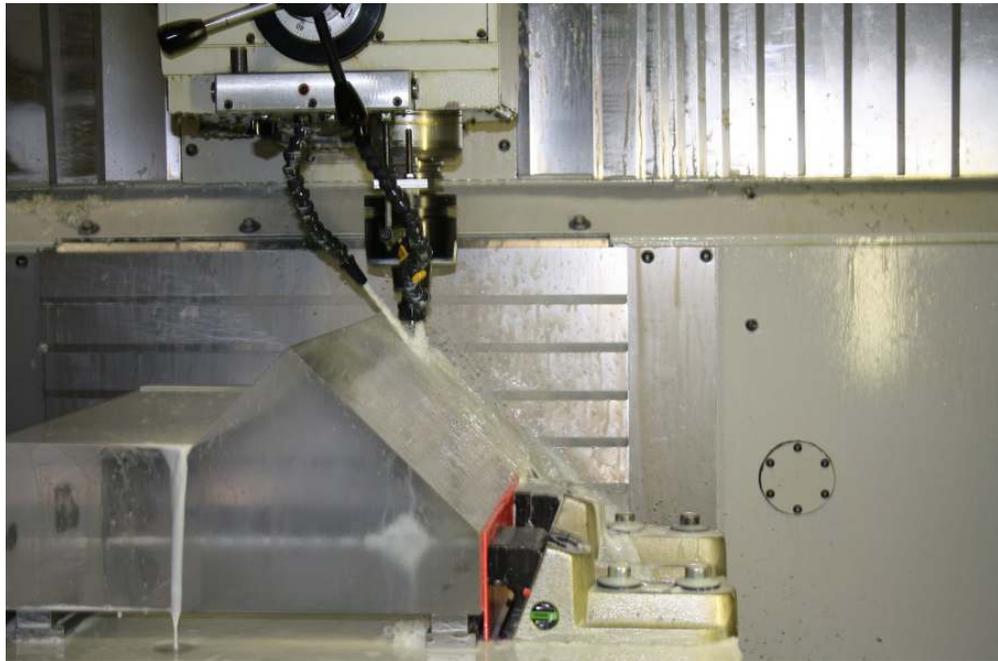


Abbildung A.1.: Fräsung der 40 cm breiten Optik. Oben: die grobe Form wird mittels eines Schneidfräskopfes aufgebracht; Unten: der Kugelfräskopf bringt zeilenweise die polynomiale Kontur auf. Kugelfräskopfdurchmesser 2 mm, Zeilenabstand 0,6 mm, Fräspunktabstand auf der Kontur 0,05 mm.

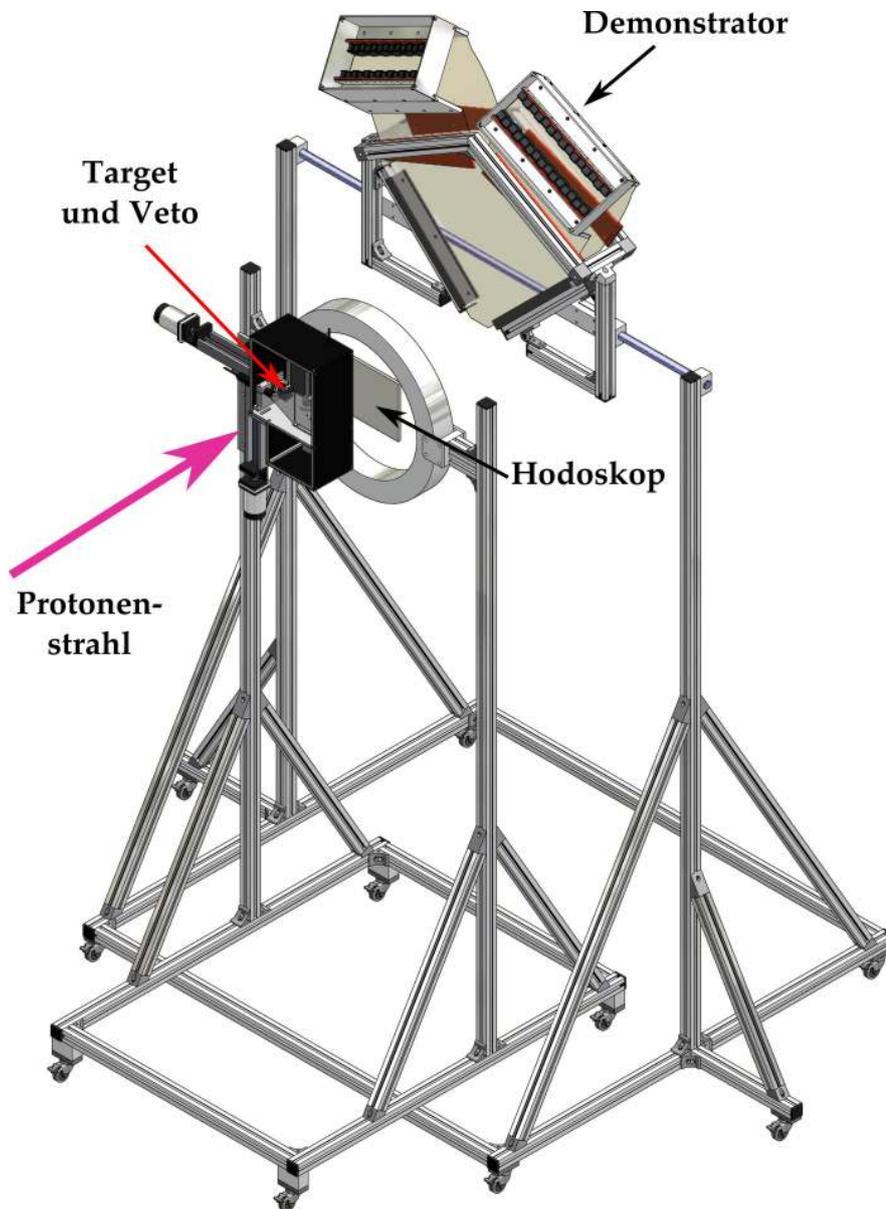


Abbildung A.2.: CAD-Zeichnung des Demonstratorsetups, ohne den Tübinger Quadranten. Das dreilagige Hodoskop wird durch einen massiven Aluminiumring gehalten. Dieser diente im TOF-Experiment als Flansch zum Vakuumtank. Das Target und Veto befinden sich in einer per Schrittmotor verfahrbaren Lichtdichtbox. Quelle [Kär14].

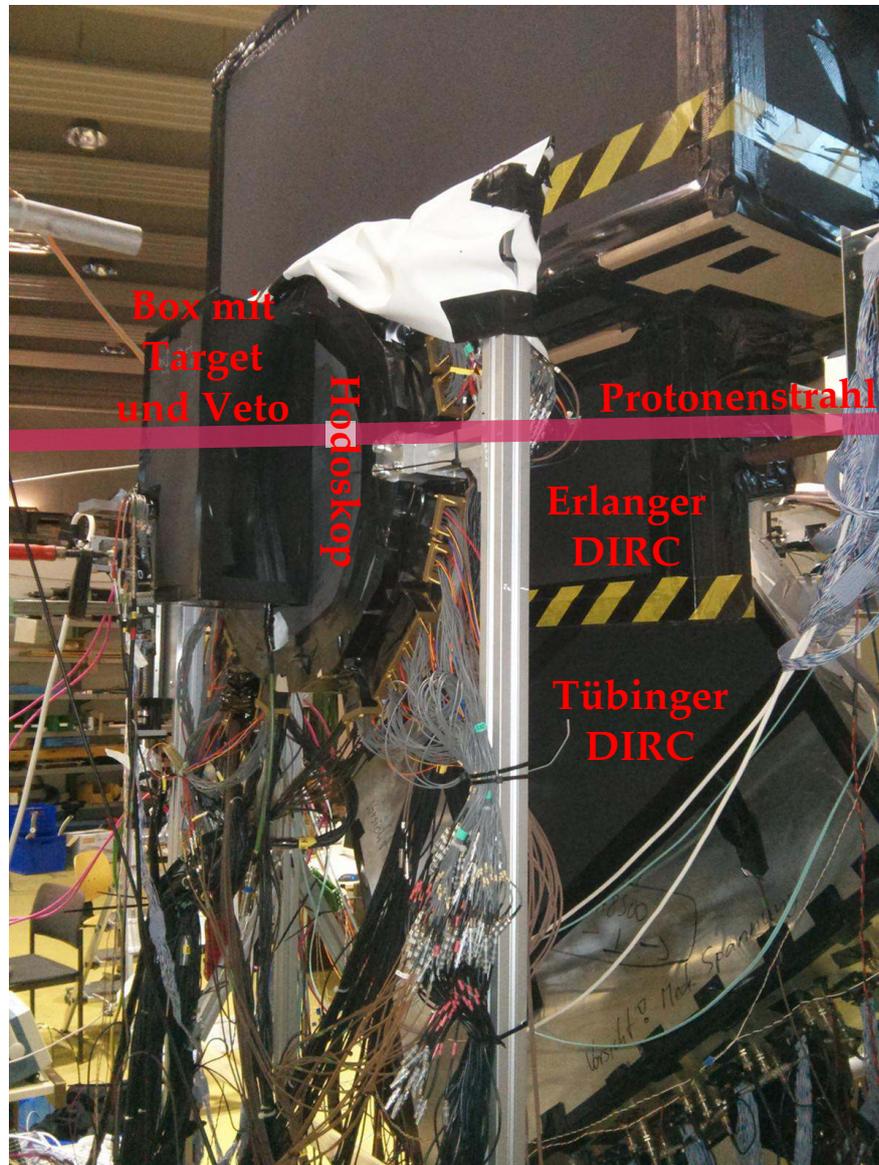


Abbildung A.3.: Fotografie des 2013 Targets, des Hodoskops und der DIRCs. Detektor steht in Strahlposition zur Messung der direkten Strahlprotonen (Protonenstrahl von links nach rechts).

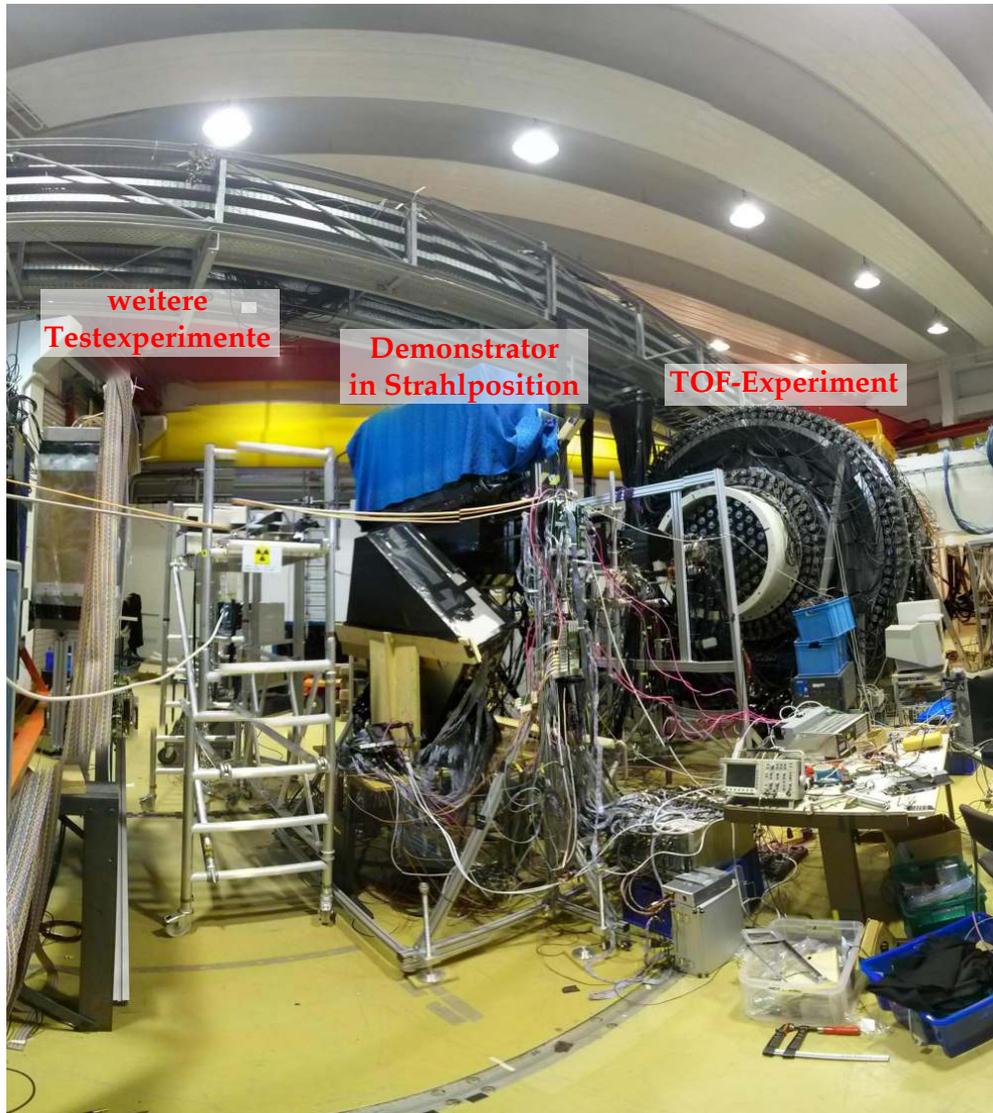


Abbildung A.4.: Fotografie der TOF-Halle während der 2013 Strahlzeit. Demonstrator in Strahlposition.

Bild nur in Druckversion
12cm x 85cm

Abbildung A.5.: Photonen-Hitpattern auf der Fokalebene des Erlanger DIRC, summiert für 4,8 MEvents, im Maximum 1,2 MTreffer/Pixel.

Abbildungsverzeichnis

| | |
|--|----|
| 2.1. Entstehung des Cherenkov-Kegels | 4 |
| 2.2. Cherenkov-Winkel über Impuls für verschiedene Teilchenarten und Materialien | 5 |
| 2.3. Spektrum der Cherenkov-Photonen | 6 |
| 2.4. Dispersion von Fused Silica | 7 |
| 2.5. Anzahl der Cherenkov-Photonen über β | 7 |
| 2.6. Anzahl der Cherenkov-Photonen über n | 8 |
| 2.7. Schematische Darstellung eines Schwellenwert-Cherenkovzählers | 10 |
| 2.8. Schwellenwert-Cherenkovzähler am Jefferson Lab Hall A Spektrometer | 10 |
| 2.9. Schematische Darstellung eines RICH Detektors | 11 |
| 2.10. RICH-1 am COMPASS Experiment | 12 |
| 2.11. Schematische Darstellung eines DIRC-Detektors mit fokussierendem Element | 13 |
| 2.12. Schematische Darstellung eines DIRC-Detektors mit Propagation | 13 |
| 2.13. Schematische Darstellung des BaBar-DIRCs | 15 |
| 2.14. Schematische Darstellung des BaBar-DIRC | 16 |
| 2.15. Hitpattern des BaBar-DIRC für ein $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Event | 16 |
| 2.16. Schematische Darstellung eines Fixed-Target und Collider-Experiments | 17 |
| 2.17. Schematische Darstellung des PANDA-Experiments | 18 |
| 2.18. Schematische Darstellung der PANDA-DIRCs | 19 |
| 3.1. Aufbau des WASA-Experiments mit geplante DIRC-Detektor | 22 |
| 3.2. Rekonstruktion der kinetischen Energie der gestreuten Protonen am WASA-Experiment | 22 |
| 3.3. Simulation der Kinematik der Protonen aus dem η' -Zerfall am WASA-Experiment | 23 |
| 3.4. Cherenkov-Winkel im WASA Energiebereich | 24 |
| 4.1. Schematische Darstellung der Funktionsweise eines PMTs | 26 |
| 4.2. Schematische Darstellung eines Metal-Channel MaPMTs | 27 |
| 4.3. Quanteneffizienzkurve Herstellerangaben | 28 |
| 4.4. Hamamatsu H8500C PMT, Bild und Zeichnung | 30 |
| 4.5. Hamamatsu H8500C PMT, Verstärkung | 31 |

| | | |
|-------|--|----|
| 4.6. | Hamamatsu H8500C PMT, Crosstalk | 32 |
| 4.7. | Hamamatsu H8500C PMT, absolute QE | 33 |
| 4.8. | Hamamatsu H8500C PMT, Oberflächenscan | 33 |
| 4.9. | Hamamatsu R8900-100-M16 PMT, Bild und Zeichnung | 34 |
| 4.10. | Hamamatsu R8900-100-M16 PMT, Verstärkung | 35 |
| 4.11. | Hamamatsu R8900-100-M16 PMT, Crosstalk | 36 |
| 4.12. | Hamamatsu R8900-100-M16 PMT, absolute QE | 37 |
| 4.13. | Hamamatsu R8900-100-M16 PMT, relative DE | 38 |
| 4.14. | Hamamatsu R8900-100-M16 PMT, Oberflächenscan | 38 |
| 4.15. | Einzelphotonenspektren von verschiedenen MaPMTs | 39 |
| 4.16. | Hamamatsu R11265-100-M16 PMT, Bild und Zeichnung | 40 |
| 4.17. | Hamamatsu R11265-100-M16 PMT, Verstärkung | 41 |
| 4.18. | Hamamatsu R11265-100-M16 PMT, Crosstalk | 41 |
| 4.19. | Hamamatsu R11265-100-M16 PMT QE | 42 |
| 4.20. | Hamamatsu R11265-100-M16 PMT, Oberflächenscan | 43 |
| 4.21. | Photonis XP85012 MCP, Bild | 44 |
| | | |
| 5.1. | Optik mit Strahlengang alt | 48 |
| | | |
| 6.1. | DIRC Designs für erste Prototypentests | 52 |
| 6.2. | Fotografie des ersten Erlanger Prototypen | 53 |
| 6.3. | Erster Prototyp, Hitpattern 1 GeV/c | 54 |
| 6.4. | Erster Prototyp, Hitpattern 2,7 GeV/c | 55 |
| 6.5. | Erster Prototyp, rekonstruiertes β | 56 |
| 6.6. | Erster Prototyp, Auflösung in β | 56 |
| | | |
| 7.1. | Fokussierende Optik des Demonstrators | 60 |
| 7.2. | Brennflecken der alten und neuen Optik | 60 |
| 7.3. | DIRC Designs für den Demonstrator | 61 |
| 7.4. | CAD-Zeichnung des Demonstrators | 62 |
| 7.5. | Fotografie des Erlanger DIRC-Quadranten | 63 |
| | | |
| 8.1. | Prinzip eines Schwellenwertdiskriminators | 66 |
| 8.2. | Bild eines Padiwa Front-End-Boards | 67 |
| 8.3. | Signalverarbeitung Padiwa-Board | 68 |
| 8.4. | Bild eines TRBv3 TDC | 70 |
| 8.5. | Kalibration des TRBv3 Fine-Time-Counters | 71 |
| 8.6. | Time over Threshold des Triggersignals | 72 |
| 8.7. | Time over Threshold vs Time | 73 |
| 8.8. | Zeitauflösung eines MCP für Multiphotonen | 74 |
| 8.9. | Ratenverträglichkeit der Padiwa-Board | 75 |
| | | |
| 9.1. | Schematische Darstellung des Demonstrationsexperiments | 78 |
| 9.2. | CAD Zeichnung des Erlanger DIRC-Quadranten | 80 |

| | |
|--|-----|
| 9.3. Fotografie des Demonstratorsetups, DIRC und Elektronik | 81 |
| 9.4. Kinematik der elastischen Proton-Proton Streuung bei 3,2 GeV/c Strahlimpuls | 83 |
| 9.5. Effektive Cherenkov-Winkel im Demonstrator bei 3,2 GeV/c Strahlimpuls | 83 |
| 9.6. Simulation der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ | 84 |
| 9.7. Simulation der Winkelverteilung der elastischen pp- und pc-Streuung . . | 85 |
| 9.8. Auftreffpunkt der Protonen die DIRC-Detektoren | 86 |
| 9.9. Photonen-Hitpattern auf Erlanger Fokalebene, direkte Protonen | 87 |
| 9.10. Schnitt durch Photonen-Hitpattern | 88 |
| 9.11. Verteilung der Schwerpunkte mit Parabelfit | 89 |
| 9.12. Anzahl der Photonen/Event bei direktem Einschuss | 90 |
| 9.13. Einzelevent Photonen-Hitpattern mit Parabelfit | 91 |
| 9.14. Verteilung der Y-Position des Scheitels für direkte Protonen | 92 |
| 9.15. Photonen-Hitpattern bei Verkippung des DIRC Detektors in 1° Schritten | 94 |
| 9.16. Bestimmung des Scheitelpunktes der Photonenverteilung durch Gauß- und Parabelfit | 95 |
| 9.17. Y-Koordinate des Scheitels in Abhängigkeit des Kippwinkels | 96 |
| 9.18. Hitpattern eines Einzelevent mit und ohne Zeitcut | 97 |
| 9.19. Strahl- und Targetprofil | 98 |
| 9.20. Hodoskop-Hitpattern von Einzelevents | 99 |
| 9.21. Zeitdifferenz zwischen zwei Hodoskopfasern der D- und V-Lage | 100 |
| 9.22. Run 131101/1909, Event 675, Hodoskop Hitpattern | 101 |
| 9.23. Run 131101/1909, Event 675, Erlanger DIRC Hitpattern | 101 |
| 9.24. Run 131101/1909, Event 3202, Erlanger DIRC Hitpattern | 102 |
| 9.25. Run 131101/1637, Event 1114, Hodoskop Hitpattern | 103 |
| 9.26. Run 131101/1637, Event 1114, Erlanger DIRC Hitpattern | 104 |
| 9.27. Run 131101/1637, Event 1114, Erlanger DIRC Hitpattern Parabelfit . . | 104 |
| 9.28. Run 131101/1637, Event 1114, Tübinger DIRC Hitpattern | 105 |
| 9.29. Run 131101/1909, Event 151275, Hodoskop Hitpattern | 105 |
| 9.30. Run 131101/1909, Event 151275, Erlanger DIRC Hitpattern | 106 |
| 9.31. Run 131101/1909, Event 151275, Erlanger DIRC Hitpattern Parabelfit . | 106 |
| 9.32. Run 131101/1909, Event 319487, Hodoskop Hitpattern | 107 |
| 9.33. Run 131101/1909, Event 319487, Erlanger DIRC Hitpattern | 107 |
| 9.34. Run 131101/1909, Event 319487, Erlanger DIRC Hitpattern Parabelfit . | 108 |
| 9.35. Run 131101/1909, Event 348787, Hodoskop Hitpattern | 108 |
| 9.36. Run 131101/1909, Event 348787, Erlanger DIRC Hitpattern | 109 |
| 9.37. Run 131101/1909, Event 348787, Erlanger DIRC Hitpattern Parabelfit . | 109 |
| 9.38. Run 131101/1909, Event 372324, Hodoskop Hitpattern | 110 |
| 9.39. Run 131101/1909, Event 372324, Erlanger DIRC Hitpattern | 111 |
| 9.40. Run 131101/1909, Event 372324, Erlanger DIRC Hitpattern Parabelfit . | 111 |
| 9.41. Run 131101/1909, Event 372324, Tübinger DIRC Hitpattern | 111 |
| 10.1. Oszilloskop-Screenshot von MaPMT und Padiwa im Hochratentest . . . | 115 |

| | |
|--|-----|
| A.1. Fräsung der großen Optik | 118 |
| A.2. CAD-Zeichnung des Demonstratorsetups | 119 |
| A.3. Fotografie des Demonstratorsetups, Target, Hodoskop und DIRC | 120 |
| A.4. Fotografie der TOF-Halle | 121 |
| A.5. Photonen-Hitpattern auf Erlanger Fokalebene, direkte Protonen, große Abbildung | 122 |

Tabellenverzeichnis

| | |
|--|----|
| 4.1. Übersicht über die wichtigsten Eigenschaften der verwendeten Photosensoren | 45 |
| 8.1. Zeitauflösung und Signalbreite des Padiwa-LVDS-Signals bei verschiedenen Kabellängenren | 76 |
| 9.1. Cherenkov-Winkel verschiedener Teilchenarten bei einem Impuls von 3,2 GeV/c | 93 |

Literaturverzeichnis

- [A⁺99] I. Adam et al., *The DIRC detector at BaBar*, Nucl. Instrum. Meth in Phys. Res. A **433**(1-2), 121–127 (1999).
- [A⁺11] P. Abbon et al., *Particle identification with COMPASS RICH-1*, Nucl. Instrum. Meth in Phys. Res. A **631**(1), 26–39 (2011).
- [AB13] C. Adolph and C. Braun, persönliche Mitteilung, 2013.
- [Ado09] C. Adolph, *Vermessung von Multianoden Photomultipliern für das WASA@COSY DIRC Upgrade Projekt*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Diplomarbeit, 2009.
- [BCD⁺66] G. Bellettini, G. Cocconi, A. Diddens, E. Lillethun, G. Matthiae, J. Scanlon and A. Wetherell, *Proton-nuclei cross sections at 20 GeV*, Nuclear Physics **79**(3), 609 – 624 (1966).
- [BEE⁺02] J. Bisplinghoff, D. Eversheim, W. Eyrich, R. Joosten, O. Naehle, F. Stinzing, A. Teufel, M. Wagner, R. Webb, S. Wirth and R. Ziegler, *A scintillating fibre hodoscope for high rate applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **490**(1–2), 101–111 (2002).
- [BMCS63] M. Butslov, M. Medvedev, I. Chuvilo and M. Sheshunov, *The detection of Vavilov-Cherenkov radiation cone from high-energy single particles*, Nuclear Instruments and Methods **20**(0), 263–266 (1963).
- [Bra13] F. Brabetz, persönliche Mitteilung, 2013.
- [Bra14] C. Braun, *Hadron-pair production on transversely polarized targets in semi-inclusive deep inelastic scattering*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Doktorarbeit, 2014.
- [Bri10] A. Britting, Setup of the QE-measurement, 2010.

- [Bri13a] A. Britting, *Analyse und signifikante Verbesserung der Lebensdauer von Microchannel-Plate Photomultipliern hinsichtlich ihrer Applikation für das PANDA-Experiment*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Doktorarbeit, 2013.
- [Bri13b] A. Britting, persönliche Mitteilung, 2013.
- [C⁺13] M. Caccia et al., *An Educational Kit Based on a Modular Silicon Photomultiplier System*, (2013), arXiv:1308.3622.
- [Cep07] Cepheiden, Darstellung der wellenlängenabhängigen komplexen Brechzahl $N = n + ik$ von Siliciumdioxid (Kieselglas) im NIR-VIS-UV-Bereich bei 300 K (Wikipedia), Juni 2007.
- [Cer34] P. Cerenkov, *Visible Emission of Clean Liquids by Action of Radiation*, Doklady Akad Nauk SSSR **2**, 451 (1934).
- [COSY04] H. Adam et al. (WASA-at-COSY Collaboration), *Proposal for the Wide Angle Shower Apparatus (WASA) at COSY-Juelich - 'WASA at COSY'*, (2004), nucl-ex/0411038.
- [F⁺84] V. Flaminio et al., *Compilation of cross-sections III: p and pbar incuded reactions*, CERN - Scientific Information Service, 1984.
- [FDKZ12] K. Föhl, M. Düren, P. Koch and M. Zühlsdorf, *The WASA focussing light guide disc DIRC*, Journal of Instrumentation **7**(01), C01002 (2012).
- [Föh10] K. Föhl, persönliche Mitteilung, 2010.
- [Föh12a] K. Föhl, Erste Analyse der DIRC-Testmessungen für WASA-at-COSY, Universität Gießen, 2012, DPG Frühjahrstagung 2012, Mainz.
- [Föh12b] K. Föhl, persönliche Mitteilung, 2012.
- [HADES09] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration), *The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES*, Eur.Phys.J. **A41**, 243–277 (2009), 0902.3478.
- [HAM07] HAMAMATSU Photonics, *Flat Panel Type Multianode Photomultiplier Tube Assembly H8500 SERIES*, 2007.
- [HAM10] HAMAMATSU Photonics, *Photomultiplier Tubes - Photomultiplier Tubes And Related Products*, 2010.

-
- [HAM11] HAMAMATSU Photonics, *R11265-100-M16 Tentative Datasheet 2011*, 2011.
- [HAM13] HAMAMATSU Photonics, *2013 Photonic Devices - Electron Tube Devices and Applied Products*, 2013.
- [Hau14] F. Hauenstein, persönliche Mitteilung, 2014.
- [Hei11] J. Heimlich, *Studien zu Radiator und fokussierenden Elementen für einen DIRC-Detektor am WASA@COSY-Experiment*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Diplomarbeit, 2011.
- [IFP⁺67] G. Igo, J. Friedes, H. Palevsky, R. Sutter, G. Bennett, W. Simpson, D. Corley and R. Stearns, *Measurements of 1 GeV proton total scattering cross section on H, He, 6Li, C, O and Pb targets*, Nuclear Physics B **3**(2), 181 – 187 (1967).
- [Jau10] J. Jaus, *Studien zu fokussierenden Elementen für den DIRC Detektor am WASA@COSY Experiment*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Diplomarbeit, 2010.
- [Jel58] J. V. Jelley, *Cherenkov Radiation and its applications*, Pergamon Press, 1958.
- [Kär11] K. Kärcher, persönliche Mitteilung, 2011.
- [Kär14] K. Kärcher, persönliche Mitteilung, 2014.
- [Kat06] U. Katz, *KM3NeT: Towards a km³ Mediterranean neutrino telescope*, Nucl. Instrum. Meth in Phys. Res. A **567**(2), 457–461 (2006).
- [KMM⁺13] G. Korcyl, L. Maier, J. Michel, M. Palka, M. Penschuck, P. Strzempek, M. Traxler and C. Ugur, *A Users Guide to the TRB3 and FPGA-TDC Based Platforms*, April 2013.
- [Kur98] Kuraray, *Scintillating Materials*, product brochure edition, 1998.
- [Li11] L. Li, *Charakterisierung von Multianodenphotomultipliern für den Einsatz am WASA@COSY-Experiment*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Bachelorarbeit, 2011.
- [Li12] L. Li, *Analyse der Messdaten aus dem erweiterten DIRC Prototyp-Detektor für das WASA@COSY-Experiment*, Friedrich-Alexander-Universität

- Erlangen-Nürnberg, Masterarbeit, 2012.
- [M⁺97] R. Maier et al., *Cooler synchrotron COSY*, Nuclear Physics A **626**, 395c–403c (1997).
- [NXP13] NXP B.V., *BGA2803 MMIC wideband amplifier, Product data sheet, Rev.2*, August 2013.
- [P⁺01] R. Perrino et al., *Performances of the aerogel threshold Cherenkov counter for the Jefferson Lab Hall A spectrometers in the 1-4 GeV/c momentum range*, Nucl. Instrum. Meth in Phys. Res. A **457**(3), 571–580 (2001).
- [PANDAAa] W. Erni et al. (PANDA Collaboration), *The PANDA Detector - DIRC*.
- [PANDAb] W. Erni et al. (PANDA Collaboration), *The PANDA Detector - Full View*.
- [PANDA09] W. Erni et al. (PANDA Collaboration), *Physics Performance Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons*, (2009), arXiv:0903.3905.
- [RB98] F. Rademakers and R. Brun, *ROOT: An Object-Oriented Data Analysis Framework*, Linux Journal (1998).
- [Rod13] E. Roderburg, persönliche Mitteilung, 2013.
- [Ros14] A. Rost, *A COME and KISS QDC read-out scheme for the HADES Electromagnetic Calorimeter*, 2014, DPG Frühjahrstagung 2014, Frankfurt.
- [Sch01] J. Schwiening, *DIRC Detector Image Collection*, Mai 2001.
- [Sch08] P. Schrögel, *Aufbau eines Meßplatzes am senkrechten Strahlrohr für strahlenmedizinische Experimente mit Protonen am Erlanger Tandem van de Graaff Beschleuniger*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Diplomarbeit, 2008.
- [Sch09] A. Schmidt, *Radiatorstudien zum DIRC-Detektor am WASA@COSY Experiment*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Diplomarbeit, 2009.
- [Sch12] A. Schmidt, *Extended Prototype tests of the WASA DIRC*, Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg, 2012, DPG Frühjahrstagung 2012, Mainz.

- [TBK⁺11] M. Traxler, E. Bayer, M. Kajetanowicz, G. Korcyl, L. Maier, J. Michel, M. Palka and C. Ugur, *A compact system for high precision time measurements (< 14 ps RMS) and integrated data acquisition for a large number of channels*, Journal of Instrumentation **6**(12), C12004 (2011).
- [Teu03] A. Teufel, *Entwicklung und Bau von Hodoskopern aus szintillierenden Fasern für das COMPASS-Experiment*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Doktorarbeit, 2003.
- [Tra13] M. Traxler, The TRB Readout system, GSI, 2013, DIRC2013, Rauschholzhausen.
- [Ulb08] K. Ulbrich, persönliche Mitteilung, 2008.
- [vEftHC08] C. van Eldik for the H.E.S.S. Collaboration, *The H.E.S.S. view of the Galactic Centre region*, Nucl. Instrum. Meth in Phys. Res. A **588**(1-2), 72–75 (2008).
- [Wal03] T. Walcher, *Highlights and perspectives of the Mainz microtron {MAMI}*, Progress in Particle and Nuclear Physics **50**(2), 503 – 522 (2003).
- [Wol10] M. Wolke, persönliche Mitteilung, 2010.